



Etude de la symétrie CPT dans le système des kaons neutres

Renaud Le Gac

► To cite this version:

Renaud Le Gac. Etude de la symétrie CPT dans le système des kaons neutres. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 1997. tel-00002645

HAL Id: tel-00002645

<https://theses.hal.science/tel-00002645>

Submitted on 28 Mar 2003

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY

HABILITATION A DIRIGER LES RECHERCHES

Spécialité: Physique des particules

présentée par

LE GAC, RENAUD

**ETUDE DE LA SYMETRIE CPT DANS LE SYSTEME
DES KAONS NEUTRES**

Soutenue le 11 juillet 1997

devant le jury composé de

M. E. ASLANIDES

M. E. DE RAFAEL

M. E. NAGY

M. L. TAUSCHER

M. D. VIGNAUD

CPPM-IN2P3-CNRS
163, Avenue de Luminy – Case 907
13288 MARSEILLE CEDEX 09

Résumé

L'expérience CPLEAR est installée au CERN à Genève. Elle mesure les effets violant CP, T et CPT dans le système $K^0-\bar{K}^0$. Sa méthode est basée sur la détermination des asymétries particule-antiparticule en fonction du temps de désintégration, lorsque le kaon neutre se désintègre en 2π , 3π et $\pi e\nu$. Les résultats obtenus sur η_{+-} , η_{+0} , Δm , x , A_T et A_{CPT} permettent de sonder pour la première fois toutes les sources de la violation de CPT imaginées à ce jour. Avec les valeurs préliminaires obtenues sur la statistique accumulée jusqu'à la fin de l'année 1995, nous déterminons $(|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|/m_{K^0}) \leq 7 \times 10^{-19}$ et $|\Gamma_{\bar{K}^0} - \Gamma_{K^0}| \leq 9 \times 10^{-9} \text{ eV}$.

Remerciements

Ces travaux sont soutenus par les institutions suivantes: le CNRS-Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, le Commissariat à l'Energie Atomique français, le Secrétariat Général de la Recherche et de la Technologie Grecque, la Fondation pour la Recherche Fondamentale sur la Matière des Pays-Bas (FOM), le JNICT et INIC Portugais, le Ministère de la Science et de la Technologie de la République Slovène, le Natural Science Research Council Suédois, le Particle Physics and Astronomy Research Council du Royaume-Uni et le National Science Foundation des Etats-Unis.

Ce travail est l'aboutissement de huit années de recherches dans un domaine passionnant. Je remercie P. Pavlopoulos, le porte-parole de la collaboration CPLEAR ainsi que la collaboration elle-même pour son support et sa coopération.

Je remercie aussi H. Bernas, directeur du Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, qui m'a permis, à la fin des années 80 de rejoindre cette expérience et de travailler en collaboration avec l'équipe de Marseille.

Depuis 1993, ce travail se poursuit au Centre de Physique des Particules de Marseille. Je remercie, tout particulièrement, E. Aslanides, directeur de ce laboratoire, qui a permis cette mutation et qui m'a soutenu tout au long de ces années.

Enfin, j'aimerais remercier l'équipe Marseillaise –V. Bertin, A. Ealet, F. Henry-Couannier, F. Montanet et F. Touchard– pour toutes les discussions au quotidien, et pour le temps nécessaire à l'écriture de ce mémoire qu'elle a su me donner.

Table des matières

1	Introduction
2	Les paramètres violent CP, CPT et leurs statuts expérimentaux
2.1	Le formalisme de Wigner–Weisskopf
2.2	Les paramètres de la violation de CP et leurs statuts expérimentaux
2.3	Les paramètres violent CPT et leurs statuts expérimentaux
2.3.1	Un cas simple, le paramètre violent CPT dans la matrice de masse
2.3.2	Le cas général, les paramètres violent CPT dans la matrice de masse et dans les amplitudes de désintégration
2.3.3	Les paramètres violent CPT, remettant en question le formalisme de la mécanique quantique
3	L’expérience CPLEAR et ses résultats
3.1	La méthode de CPLEAR
3.2	Le dispositif expérimental
3.3	L’analyse des données et les résultats de l’expérience CPLEAR
3.3.1	La mesure de η_{+-}
3.3.2	La mesure de Δm
3.3.3	La mesure de A_T et de A_{CPT}
3.3.4	Les amplitudes du $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ conservant et violent CP
3.3.5	Conclusions
4	Tests expérimentaux de l’invariance de CPT dans le système $\bar{K}^0 - K^0$
4.1	Les limites expérimentales sur les paramètres violent CPT en utilisant la relation de Bell-Steinberger
4.2	Les limites expérimentales sur les paramètres violent CPT en comparant la phase ϕ_{+-} à la phase ϕ_{SW}
4.3	Test de l’invariance de CPT et du formalisme de la mécanique quantique
5	Conclusions et perspectives
	Appendice
	Références

1. Introduction

Dans ce mémoire, nous allons étudier l'invariance du système $K^0-\bar{K}^0$ par la symétrie CPT. Cette étude est aux confins de deux réalités.

Tout d'abord, la symétrie CPT a un statut très particulier en physique des particules. Toutes les théories de jauge qui décrivent le réel à l'échelle subatomique sont construites sur trois postulats de base: la localité, la relation entre le spin et la statistique, et l'invariance relativiste. Elles sont alors invariantes par la symétrie CPT [1]. Les conséquences de ce théorème remarquable sont que chaque particule a une antiparticule avec la même masse et la même durée de vie.

En second lieu, Le système $K^0-\bar{K}^0$ composé des deux mésons étranges K^0 et \bar{K}^0 est actuellement le meilleur laboratoire pour étudier les symétries discrètes CP, T et CPT. L'étude de l'évolution temporelle des kaons neutres et de leurs modes de désintégration a permis de mettre en évidence la violation de CP [2]. Ce système particule-antiparticule est aussi le plus performant pour tester l'invariance par la symétrie CPT. Aujourd'hui l'écart relatif entre la masse du K^0 et celle du \bar{K}^0 atteint une précision phénoménale qui avoisine 10^{-18} .

L'observation de la violation de la symétrie CPT, par la mesure d'une différence de masse ou de largeur de désintégration, entre une particule et son antiparticule, ferait apparaître une fêlure dans notre description de l'infiniment petit. Elle permettrait de déplacer les frontières de notre savoir en remettant en cause l'un de nos postulats de base comme la localité. Par exemple les théories de cordes sont fondamentalement non-locales. Par ailleurs, certaines idées avancées par S.W. Hawking et J. Ellis sur une approche quantique de la gravitation nécessitent une modification du formalisme de la mécanique quantique qui viole CPT [3, 4].

Le caractère fondamental de cette symétrie et les limites records atteintes dans le système $K^0-\bar{K}^0$ pousse les expérimentateurs à toujours aller plus loin. L'une de ces expériences installée au CERN à Genève, se nomme CPLEAR. Elle utilise une nouvelle approche expérimentale pour mesurer les effets violant CP, T et tester l'invariance de CPT dans le système des kaons neutres. Elle repose sur la mesure des asymétries particules (K^0) antiparticules (\bar{K}^0) en fonction du temps de désintégration. La prise de donnée s'est achevée en juillet 1996. L'ensemble des résultats déjà obtenus nous autorise, une nouvelle fois, à tester l'invariance du système par la symétrie CPT. La richesse de ces mesures permet de sonder pour la première fois toutes les sources de la violation de CPT, imaginées à ce jour.

Depuis la découverte de la violation de CP, les mesures effectuées dans le système des kaons neutres ont été utilisées pour tester son invariance par la symétrie CPT [5–20]. Les théoriciens ont développé des analyses phénoménologiques pour isoler les paramètres violant CPT et les relier aux grandeurs expérimentales [5–10, 13, 15, 18, 19]. De ces travaux se dégage deux méthodes. La première, due à J.S. Bell et J. Steinberger [5], utilise l'unitarité. Elle relie les paramètres qui viole CP et CPT dans le mélange, aux largeurs de désintégrations partielles des K_S et des K_L . La seconde méthode due à L. Wolfenstein [7], teste l'invariance de CPT en comparant la phase de l'observable η_{+-} avec la phase ϕ_{SW} qui est une constante du complexe K_S-K_L . Cette méthode, récemment affinée par C.D. Buchanan et ses collaborateurs [15], relie les paramètres violant CPT dans le mélange et ceux violant CPT dans les amplitudes de désintégration aux modules et à la phase des grandeurs expérimentales η_{+-} , η_{00} et ϕ_{SW} .

Ces approches théoriques prennent en compte toutes la subtilité du système des kaons neutres. Il n'en est pas de même dans leurs applications. En effet, le manque

d'informations expérimentales a conduit à des simplifications réductrices. D'un côté, on a essayé d'isoler les paramètres violant CPT dans le mélange, de ceux violant CPT dans les amplitudes de désintégration. Mais ce test partait de l'hypothèse que la violation dans les amplitudes de désintégrations pouvait se produire pour les désintégrations hadroniques, mais pas semileptoniques. D'un autre côté, on préférait complètement négliger la violation dans les amplitudes de désintégrations, pour se concentrer sur la violation de CPT dans le mélange: les effets dans le mélange étant dominants dans le système des kaons neutres. Dans cette étude, nous allons suivre l'approche basée sur la relation de Bell–Steinberger ainsi que celle basée sur la comparaison des phases. Dans la seconde approche, nous suivrons le formalisme décrit dans la référence [15]. La richesse des mesures effectuées par CPLEAR permet d'appréhender cette question dans toute sa complexité et de tester l'invariance de CPT dans le système des kaons neutres en se basant uniquement sur les observables mesurés. Toutefois, dans cette étude, nous ferons encore l'approximation que la règle $\Delta S = \Delta Q$ est exacte avec une précision suffisante..

Le système $K^0-\bar{K}^0$ est subtil puisque les effets violant CP, T et CPT s'imbriquent les uns dans les autres. Dans la première partie de ce mémoire, nous décrirons la phénoménologie de la violation de CP dans le système $K^0-\bar{K}^0$. Puis, nous montrerons comment elle se modifie en fonction des différentes sources de la violation de CPT. Dans la deuxième partie, nous décrirons l'expérience CPLEAR ainsi que les résultats obtenus sur l'ensemble de la statistique. Et, dans la dernière partie, nous exposerons la méthode utilisée pour séparer les effets violant CP de ceux violant CPT. Enfin, utiliserons les résultats de CPLEAR pour en évaluer les contraintes applicables aux différentes origines de la non-conservation de la symétrie CPT.

2. Les paramètres violent CP, CPT et leurs statuts expérimentaux

Dans cette section, nous allons décrire la phénoménologie de la violation de CP et CPT dans le système des kaons neutres. A partir d'un hamiltonien effectif, Nous exprimerons les états propres du système, K_S et K_L . Puis nous en déduirons les paramètres violent CP et CPT, en fonction des paramètres libres de l'hamiltonien d'une part, et en fonction des observables physiques d'autre part.

Il existe plusieurs descriptions de la phénoménologie du système $K^0-\bar{K}^0$. Celle de L. Lavoura [21] sans choix de convention de phase ni approximation, et celles plus classiques [5–10, 13, 15, 18, 19] basées sur l'article de T.D. Lee et C.S. Wu [6] dans lesquelles les termes du second ordre, qui s'expriment en fonction de petites quantités telles que ε et ε' , sont négligés. Pour la simplicité de cet exposé, nous avons choisi la deuxième approche dans laquelle nous adopterons la convention de phase $CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$ et $CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$.

Dans le système $K^0-\bar{K}^0$ les effets violent CP et CPT s'imbriquent les uns dans les autres. Pour démêler cet imbroglio, nous procéderons par étapes. Après une brève introduction au formalisme de Wigner–Weisskopf, nous définirons les paramètres violent CP en faisant l'hypothèse que CPT est une bonne symétrie. Puis, nous aborderons les diverses origines de la violation de CPT et définirons les paramètres supplémentaires qui les décrivent. Nous mettrons aussi l'accent sur les relations entre les phases de ces paramètres phénoménologiques et celles des observables, pour en extraire les relations de base que nous utiliserons pour tester l'invariance de CPT.

Dans ce chapitre, les statuts expérimentaux sur ces paramètres seront évalués à partir des valeurs moyennes mondiales compilées par le "Particle Data Group" en 1994 [22], à cette époque, les résultats de CPLEAR n'étaient pas encore pris en compte dans cette compilation.

2.1 Le formalisme de Wigner–Weisskopf

Le K^0 et le \bar{K}^0 sont des particules qui ont une étrangeté +1 et -1, une masse m_{K^0} et $m_{\bar{K}^0}$ ainsi qu'une largeur de désintégration Γ_{K^0} et $\Gamma_{\bar{K}^0}$. Créées par des réactions mettant en jeu l'interaction forte, elles se désintègrent par des mécanismes utilisant l'interaction faible.

Les états quantiques K^0 et \bar{K}^0 qui décrivent ces kaons neutres à leur création sont états propres de l'hamiltonien fort H_0 . Ils ne sont cependant pas états propres de l'hamiltonien total (H_0+H_W), car l'interaction faible ne conserve pas l'étrangeté. Les états physiques intermédiaires qui existent avant la désintégration, sont alors une superposition quantique de K^0 et \bar{K}^0 . Les plus simples, dénommés $K_1 \equiv K^0 + \bar{K}^0$ et $K_2 \equiv K^0 - \bar{K}^0$, sont des états propres de CP avec les valeurs propres +1 et -1. Ceux qui seront états propres de l'hamiltonien total sont appelés K_S et K_L . Ils ont une masse m_S et m_L ainsi qu'une largeur de désintégration Γ_S et Γ_L .

Afin de déterminer la composition de ces mélanges de K^0 et de \bar{K}^0 ainsi que leur évolution dans le temps, les états propres K_S et K_L sont exprimés dans la base (K^0, \bar{K}^0) en utilisant le formalisme de Wigner–Weisskopf [23]. Il repose sur l'équation de Schrödinger, un hamiltonien effectif et une théorie des perturbations. Cette approche est possible car l'intensité de l'interaction faible est très inférieure à celle de l'interaction forte. Dans ce formalisme, l'évolution de la fonction d'onde

$$\psi(t) = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\bar{K}^0\rangle ,$$

est déterminée par l'équation de Schrödinger

$$i\frac{\partial\Psi(t)}{\partial t} = (H_0 + H_w)\Psi(t) = \Lambda\Psi(t) ,$$

dans laquelle l'hamiltonien effectif $\Lambda = (M - i\Gamma/2)$ est la somme de deux matrices hermitiques 2×2 , la matrice de masse M et la matrice désintégration Γ . Les éléments de matrices M_{ij} et Γ_{ij} sont définis de la façon suivante:

$$\begin{aligned}\Lambda_{ij} &= \langle i|(H_0 + H_w)|j\rangle \\ A_{ij} &= m_0\delta_{ij} + \langle i|H_w|j\rangle + \sum_{f_p} P\left(\frac{\langle i|H_w|f_p\rangle\langle f_p|H_w|j\rangle}{m_0 - E_{f_p}}\right) \\ \Gamma_{ij} &= 2\pi\sum_{f_c} \langle i|H_w|f_c\rangle\langle f_c|H_w|j\rangle\delta(m_0 - E_{f_c})\end{aligned}\quad (1)$$

où les indices $i, j=1$ (resp. 2) correspondent à l'état K^0 (resp. \bar{K}^0), P est la partie principale, f_p décrit tous les états finals et f_c tous les états finals communs aux K^0 et aux \bar{K}^0 . Les éléments de matrices Λ_{11} et Λ_{22} sont reliés à la masse du K^0 , du \bar{K}^0 et à leurs largeurs de désintégration, de la façon suivante:

$$\begin{aligned}M_{11} &= m_{K^0} & \Gamma_{11} &= \Gamma_{K^0} \\ M_{22} &= m_{\bar{K}^0} & \Gamma_{22} &= \Gamma_{\bar{K}^0}\end{aligned}$$

Cet hamiltonien effectif, qui contient toute notre méconnaissance sur l'interaction faible, dépend de huit paramètres réels. Cependant, ce nombre de paramètres libres décroît si on impose des conditions d'invariance par les transformations CP, T et CPT. Les éléments de matrices M_{ij} et Γ_{ij} sont alors liés par les relations suivantes:

$$\begin{aligned}\text{CPT: } & M_{11} = M_{22} \text{ et } \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \\ \text{CP: } & \left| M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2} \right| = \left| M_{21} - i\frac{\Gamma_{21}}{2} \right|, \\ & M_{11} = M_{22} \text{ et } \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \\ \text{T: } & \left| M_{12} - i\frac{\Gamma_{12}}{2} \right| = \left| M_{21} - i\frac{\Gamma_{21}}{2} \right|\end{aligned}\quad (2)$$

A travers ces relations, la phénoménologie du système K^0 - \bar{K}^0 sera sensible aux symétries CP, T et CPT. Les définitions des différents paramètres décrivant la violation de CP, T et CPT apparaîtront, en déterminant les états propres K_S et K_L en fonction des éléments de matrices M_{ij} et Γ_{ij} , et en jouant sur l'invariance de l'hamiltonien et des amplitudes de désintégration par ces symétries.

2.2 Les paramètres de la violation de CP et leurs statuts expérimentaux

Afin de séparer les paramètres violant CP de ceux violant CPT, les états propres du système K^0 - \bar{K}^0 sont tout d'abord déterminés en imposant l'invariance de l'hamiltonien par la symétrie CPT. On obtient les états propres et les valeurs propres:

$$\left(\left(K_S = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}} \left\{ (1+\varepsilon_K)K^0 + (1-\varepsilon_K)\bar{K}^0 \right\} \right) \left(\lambda_S = m_S - i\frac{\Gamma_S}{2} \right) \right. \\ \left. \left(K_L = \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_K|^2)}} \left\{ (1+\varepsilon_K)K^0 - (1-\varepsilon_K)\bar{K}^0 \right\} \right) \left(\lambda_L = m_L - i\frac{\Gamma_L}{2} \right) \right).$$

Dans ces expressions, le paramètre

$$\varepsilon_K = \frac{\langle \bar{K}^0 | H_W | K^0 \rangle - \langle K^0 | H_W | \bar{K}^0 \rangle}{2\Delta m + i\Delta\Gamma} = \frac{-2\text{Im}M_{12} + i\text{Im}\Gamma_{12}}{\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta\Gamma^2}} \exp(i\varphi_{SW}),$$

dépend de la différence de masse $K_L - K_S$, Δm , de la différence de largeur de désintégration $K_S - K_L$, $\Delta\Gamma$, de la phase $\varphi_{SW} = \text{atan}(2\Delta m / \Delta\Gamma)$ et des amplitudes d'oscillation $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ et $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$. Si ces amplitudes sont différentes, on aura alors une violation de T qui est décrite par ε_K . Elle sera accompagnée par une violation de CP de même amplitude car dans la base (K_1, K_2) le $K_L \equiv K_2 + \varepsilon_K K_1$. Cette superposition quantique permet la désintégration du K_L en 2π qui viole CP. Le paramètre ε_K décrit donc la violation de T et/ou de CP dans le mélange.

Il peut être déterminé expérimentalement par l'étude des désintégrations du K_S et du K_L en 2π , en mesurant les observables

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H_W | K_L \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H_W | K_S \rangle} = |\eta_{+-}| \exp(i\varphi_{+-}), \quad (3)$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_W | K_L \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_W | K_S \rangle} = |\eta_{00}| \exp(i\varphi_{00}).$$

Pour relier η_{+-} à ε_K , il faut définir les amplitudes de désintégration du K^0 et du \bar{K}^0 dans l'état final 2π pour les composantes d'isospin $I=0$ et $I=2$:

$$\langle 2\pi, I | H_W | K^0 \rangle = A_I \exp(i\delta_I)$$

$$\langle 2\pi, I | H_W | \bar{K}^0 \rangle = A_I^* \exp(i\delta_I).$$

Dans ces amplitudes A_I est la partie due à l'interaction faible et δ_I est le déphasage entre les particules dans l'état final, dû à l'interaction forte. Il faut aussi décomposer l'état final 2π en fonction des composantes d'isospin $I=0$ et $I=2$,

$$|\pi^+ \pi^- \rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} |2\pi, I=0\rangle + \sqrt{\frac{1}{3}} |2\pi, I=2\rangle$$

$$|\pi^0 \pi^0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{3}} |2\pi, I=0\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}} |2\pi, I=2\rangle.$$

Puis, en négligeant les termes du second ordre en ε_K et ε' , on obtient:

$$\eta_{+-} = \varepsilon_K + i \frac{\text{Im}A_0}{\text{Re}A_0} + \varepsilon' = \varepsilon_{CP} + \varepsilon' \quad (4)$$

$$\eta_{00} = \epsilon_K + i \frac{\text{Im}A_0}{\text{Re}A_0} - 2\epsilon' = \epsilon_{\text{CP}} - 2\epsilon' \quad (5)$$

Dans ces deux équations,

$$\epsilon' = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \exp \left(i \left[\delta_2 - \delta_0 + \frac{\pi}{2} \right] \right) \left(\frac{\text{Re}A_2}{\text{Re}A_0} \right) \left[\frac{\text{Im}A_2}{\text{Re}A_2} - \frac{\text{Im}A_0}{\text{Re}A_0} \right], \quad (6)$$

décrit la violation de CP dans la désintégration des kaons neutres en 2π . Cet effet est appelé violation directe de CP. Il demande que le déphasage dû à l'interaction forte soit différent pour la composante $I=0$ et $I=2$ et que l'amplitude A_2 soit déphasée par rapport à A_0 . La règle $\Delta I = 1/2$ est à l'origine de la faible intensité de la violation directe de CP par rapport à la violation dans le mélange. Elle apparaît dans l'équation (6) à travers le facteur de suppression

$$\frac{\text{Re}A_2}{\text{Re}A_0} \leq \frac{|A_2|}{|A_0|} = 0.045 \quad [24].$$

Si CPT est une bonne symétrie, les mesures de η_{+-} et de η_{00} sont suffisantes pour mettre en évidence les effets violant CP dans le système $K^0-\bar{K}^0$, et pour séparer la violation de CP dans le mélange de la violation directe.

En 1994, les valeurs moyennes qui caractérisent le système $K^0-\bar{K}^0$ étaient [22]:

$$\begin{aligned} \tau_S &= (0.8926 \pm 0.0012) \times 10^{-10} \text{ s} \\ \tau_L &= (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8} \text{ s} \\ \Delta m &= (3.510 \pm 0.018) \times 10^{-12} \text{ MeV} \\ |\eta_{+-}| &= (2.269 \pm 0.023) \times 10^{-3} \\ |\eta_{00}| &= (2.259 \pm 0.023) \times 10^{-3} \\ \varphi_{+-} &= (44.3 \pm 0.8)^\circ \\ \varphi_{00} &= (43.3 \pm 1.3)^\circ \\ \varphi_{00} - \varphi_{+-} &= (-1.0 \pm 1.0)^\circ \\ \text{Re}\left(\frac{\epsilon'}{\epsilon}\right) &= \begin{cases} (23 \pm 6.5) \times 10^{-4} & \text{NA31} \\ (7.4 \pm 6.0) \times 10^{-4} & \text{E731} \end{cases} \quad [25, 26] \end{aligned}$$

En utilisant les équations (4) et (5), il vient

$$\begin{cases} |\epsilon_{\text{CP}}| = \frac{1}{3} \sqrt{4|\eta_{+-}|^2 + |\eta_{00}|^2 + 4|\eta_{+-}||\eta_{00}| \cos(\varphi_{+-} - \varphi_{00})} \approx (2.266 \pm 0.023) \times 10^{-3} \\ \arg(\epsilon_{\text{CP}}) = \varphi_{+-} + \frac{\varphi_{00} - \varphi_{+-}}{3} = (44.0 \pm 0.9)^\circ \end{cases}$$

Ces mesures mettent en évidence la violation de CP dans le système $K^0-\bar{K}^0$. Elles montrent que ce phénomène est essentiellement dû à la violation de CP dans le mélange. Elles ne permettent pas de conclure sur l'existence de la violation directe de CP, car les mesures de $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ sont en désaccord. Cependant, comme la phase de ϵ' ($\delta_2 - \delta_0 + \pi/2 = 48^\circ \pm 4^\circ$ [27]) est compatible avec la phase de ϵ_{CP} , on peut déduire des mesures $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ que le

module de la violation directe est au moins trois ordres de grandeur plus petit que celui de la violation dans le mélange.

2.3 Les paramètres violant CPT et leurs statuts expérimentaux

Dans la section précédente nous avons isolé et paramétré les deux sources de la violation de CP, puis relié ces paramètres aux observables physiques. Dans cette partie, nous feront de même, en ajoutant la violation de CPT.

Ici, la situation se complique, car la non invariance du modèle par la symétrie CPT, a trois sources et conséquences [6, 28]:

- a) CPT est violé dans la matrice de masse, l'élément de matrice M_{11} est alors différent de M_{22} .
- b) Les amplitudes de désintégration du K^0 ne sont plus les complexes conjuguées des amplitudes de désintégration du \bar{K}^0 . L'élément de matrice Γ_{11} est alors différent de Γ_{22} .
- c) Une première approche quantique de la gravitation permettrait la transition d'un état quantique pur vers un mélange statistique [3]. Cette transition qui viole CPT [29] remet en cause le formalisme de la mécanique quantique en brisant la cohérence temporelle. L'évolution temporelle d'un tel système ne peut plus, alors, être écrit par l'équation de Schrödinger [4].

Développons successivement chacun de ces points.

2.3.1 Un cas simple, le paramètre violant CPT dans la matrice de masse

Si l'hamiltonien effectif Λ n'est pas invariant par les symétries CP, T et CPT, mais si les amplitudes de désintégration sont invariantes par CPT, alors $M_{11} \neq M_{22}$ et $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$. Les états propres sont décrits par les relations:

$$\begin{cases} K_S = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\epsilon_K - \delta_{CPT}|^2)}} \left\{ (1 + \epsilon_K - \delta_{CPT})K^0 + (1 - \epsilon_K + \delta_{CPT})\bar{K}^0 \right\} \\ K_L = \frac{1}{\sqrt{2(1 + |\epsilon_K + \delta_{CPT}|^2)}} \left\{ (1 + \epsilon_K + \delta_{CPT})K^0 - (1 - \epsilon_K - \delta_{CPT})\bar{K}^0 \right\}, \end{cases} \quad (7)$$

dans lesquelles la composante violant CPT dans le mélange est

$$\delta_{CPT} = \frac{\langle \bar{K}^0 | H_W | \bar{K}^0 \rangle - \langle K^0 | H_W | K^0 \rangle}{2\Delta m + i\Delta\Gamma} = \frac{M_{22} - M_{11}}{\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta\Gamma^2}} e^{i\left(\varphi_{sw} + \frac{\pi}{2}\right)} = |(\delta_{CPT})_{\perp}| e^{i\left(\varphi_{sw} + \frac{\pi}{2}\right)}. \quad (8)$$

Dans ce contexte, les observables η_{+-} et η_{00} dépendent de trois paramètres complexes, deux pour la violation de CP et un pour la violation de CPT:

$$\eta_{+-} = \epsilon_{CP} + \delta_{CPT} + \epsilon' \quad (9)$$

$$\eta_{00} = \epsilon_{CP} + \delta_{CPT} - 2\epsilon' \quad (10)$$

La mesure de η_{+-} et de η_{00} n'est donc plus suffisante pour séparer les effets violant CP de ceux violant CPT. Cependant, si nous prenons en compte la mesure de la différence de masse K_L-K_S , Δm , et celle de la différence de largeur de désintégration K_S-K_L , $\Delta\Gamma$, le module de $(\delta_{\text{CPT}})_\perp$ peut être déterminé à partir de la différence angulaire $\varphi_{+-} - \varphi_{\text{SW}}$ dans laquelle $\varphi_{\text{SW}} = \text{atan}(2\Delta m/\Delta\Gamma)$. En effet, dans l'approximation où la matrice de désintégration est saturée par l'état final $(2\pi)_{I=0}$, la composante violant CP dans le mélange est orthogonale à la composante violant CPT. Cette propriété fondamentale du système $K^0-\bar{K}^0$ apparaît immédiatement dans la convention de phase de T.T. Wu et C.N. Yang qui impose $\text{Im}A_0 = 0$ [30]. Dans ce cas particulier $\arg(\epsilon_{\text{CP}}) = \varphi_{\text{SW}}$ (4) et $\arg(\epsilon_{\text{CPT}}) = \varphi_{\text{SW}} + \pi/2$ (8). Elle est aussi démontrée dans la référence [15], dans un cadre plus général sans choix de convention de phase, mais dans lequel la somme intervenant dans les éléments non diagonaux de la matrice de désintégration (1) est limitée au seul état 2π .

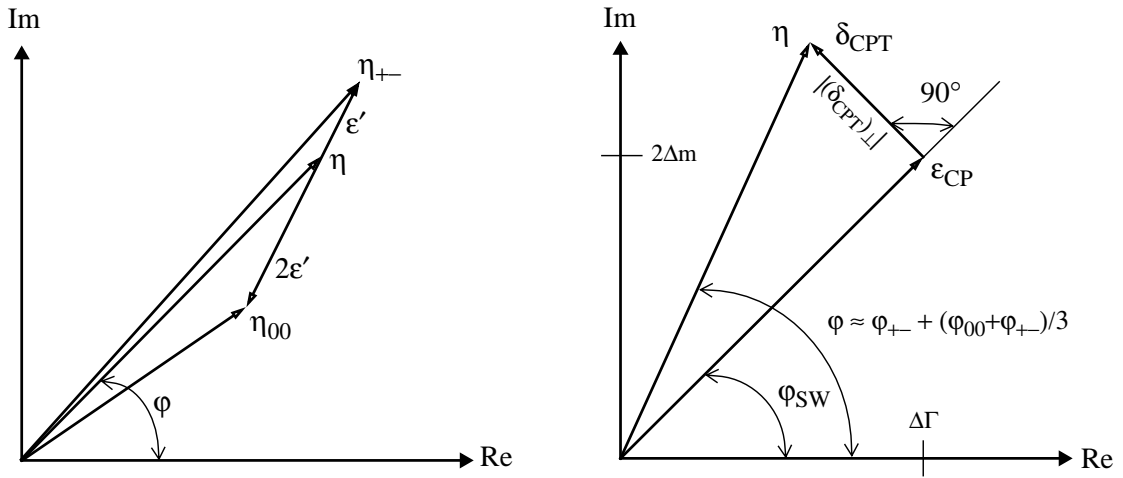


Figure 1: Représentation graphique des relations entre les observables physiques et les paramètres violant CP et CPT dans les désintégrations des kaons neutres en 2π . Ici CPT est uniquement violé dans la matrice de masse.

Cette relation de phase entre ϵ_{CP} et δ_{CPT} permet d'établir la représentation graphique des relations (9) et (10) tracées sur la Figure 1. On en déduit, dans l'approximation où $|\epsilon'| \ll |\epsilon_{\text{CP}}|$, la relation entre le module de la composante violant CPT et les observables physiques:

$$|(\delta_{\text{CPT}})_\perp| \approx |\eta_{+-}| \left(\varphi_{+-} - \varphi_{\text{SW}} + \frac{\varphi_{00} - \varphi_{+-}}{3} \right). \quad (11)$$

Qui se transforme, à l'aide de la relation (8), en un test de l'invariance de CPT

$$m_{\bar{K}^0} - m_{K^0} = |\eta_{+-}| \left(\varphi_{+-} - \varphi_{\text{SW}} + \frac{\varphi_{00} - \varphi_{+-}}{3} \right) \sqrt{4\Delta m^2 + \Delta\Gamma^2}. \quad (12)$$

A partir des valeurs moyennes mondiales [22] et en tenant compte de l'erreur introduite par l'omission des états autres que $(2\pi)_{I=0}$ dans la matrice de désintégration, calculée dans Appendice A, on obtient la limite sur la différence de masse \bar{K}^0-K^0

$$\frac{|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|}{m_{K^0}} \leq 3 \times 10^{-18} \quad (\text{à } 90\% \text{ de confiance}).$$

On détermine aussi $|\epsilon_{CP}|$ ainsi que les limites sur le module de δ_{CPT} et de ϵ' :

$ \epsilon_{CP} $	$ \delta_{CPT} $	$ \epsilon' $
2.27×10^{-3}	$\leq 1.5 \times 10^{-4}$	$\leq 7 \times 10^{-6}$

L'effet dominant dans le système $K^0-\bar{K}^0$ est donc la violation de CP dans le mélange. L'amplitude de la violation de CPT dans la matrice de masse, non observée à ce jour, étant au moins un ordre de grandeur plus petit.

L'erreur expérimentale de ce test de l'invariance de CPT est limitée par les incertitudes liées à l'omission des états 3π et semileptoniques dans la matrice de désintégration qui introduit une erreur systématique de l'ordre de 2.4° sur la différence angulaire $\phi_{+-} - \phi_{SW}$.

2.3.2 Le cas général, les paramètres violant CPT dans la matrice de masse et dans les amplitudes de désintégration

Dans ce cas général, ou toutefois, l'évolution temporelle des états quantiques est décrit par l'équation de Schrödinger, l'élément de matrice M_{11} est différent de M_{22} . Γ_{11} est aussi différent de Γ_{22} . Les composantes faibles des amplitudes de désintégration du K^0 n'étant plus les complexes conjuguées de celles du \bar{K}^0 . Les états propres du système sont alors définis par les équations (7) dans lesquelles le paramètre qui viole CPT dans les mélange devient:

$$\delta_{CPT} = \frac{(M_{22} - M_{11}) - \frac{i}{2}(\Gamma_{22} - \Gamma_{11})}{\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta \Gamma^2}} e^{i(\phi_{SW} + \frac{\pi}{2})} = \left\{ |(\delta_{CPT})_{\perp}| + i |(\delta_{CPT})_{\parallel}| \right\} e^{i(\phi_{SW} + \frac{\pi}{2})} \quad (13)$$

Les relations entre les observables η_{+-} , η_{00} et les paramètres violant CP et CPT, sont obtenus en paramétrant les amplitudes de désintégration du K^0 et du \bar{K}^0 en 2π , de la façon suivante [12]:

$$\langle 2\pi, I | H_W | K^0 \rangle = (A_I + B_I) \exp(i\delta_I)$$

$$\langle 2\pi, I | H_W | \bar{K}^0 \rangle = (A_I^* - B_I^*) \exp(i\delta_I),$$

où B_I est la partie de l'amplitude qui viole CPT. Il vient [15]:

$$\eta_{+-} = \epsilon_{CP} + \left[\frac{\text{Re} B_0}{\text{Re} A_0} + \delta_{CPT} \right] + \epsilon'_{2\pi} = \epsilon_{CP} + \epsilon_{CPT} + \epsilon'_{2\pi} \quad (14)$$

$$\eta_{00} = \epsilon_{CP} + \left[\frac{\text{Re} B_0}{\text{Re} A_0} + \delta_{CPT} \right] - 2\epsilon'_{2\pi} = \epsilon_{CP} + \epsilon_{CPT} - 2\epsilon'_{2\pi}, \quad (15)$$

avec

$$\epsilon'_{2\pi} = \frac{\text{Re} A_2}{\text{Re} A_0} \left\{ \left(\frac{\text{Im} A_2}{\text{Re} A_2} - \frac{\text{Im} A_0}{\text{Re} A_0} \right) - i \left(\frac{\text{Re} B_2}{\text{Re} A_2} - \frac{\text{Re} B_0}{\text{Re} A_0} \right) \right\} \exp \left(i \left(\delta_2 - \delta_0 + \frac{\pi}{2} \right) \right) = \epsilon' + i\epsilon'_{\parallel}. \quad (16)$$

Les observables η_{+-} et η_{00} se décomposent en

- a) une composante ϵ_{CP} qui viole CP dans le mélange
- b) une composante ϵ_{CPT} qui viole CPT dans le mélange et dans les amplitudes de désintégration.
- c) d'une composante $\epsilon'_{2\pi}$ qui viole CP et CPT dans les amplitudes de désintégration.

Dans cette formulation générale, les effets violant CP et CPT dans la désintégration des kaons neutres en 2π sont paramétrés par trois nombres complexes, ϵ_{CP} , δ_{CPT} , $\epsilon'_{2\pi}$ et deux nombres réels $\text{Re}B_0/\text{Re}A_0$ et $\text{Re}B_2/\text{Re}A_2$.

Comme dans le cas précédent, les mesures de η_{+-} , η_{00} , Δm et de $\Delta\Gamma$ rendent possible la séparation des effets violant CP de ceux violant CPT dans le mélange. Elles ne permettent cependant pas d'extraire les paramètres violant CPT dans les amplitudes de désintégration. En effet, à partir des relations (14) et (15) on obtient

$$9(|\epsilon_{CP}|^2 + |\epsilon_{CPT}|^2) = 4|\eta_{+-}|^2 + |\eta_{00}|^2 + 4|\eta_{+-}||\eta_{00}|\cos(\varphi_{+-} - \varphi_{00}) .$$

D'autre part, dans l'approximation où la matrice de désintégration est saturée par l'état $(2\pi)_{I=0}$, la composante violant CP dans le mélange est orthogonale à la composante violant CPT [15].

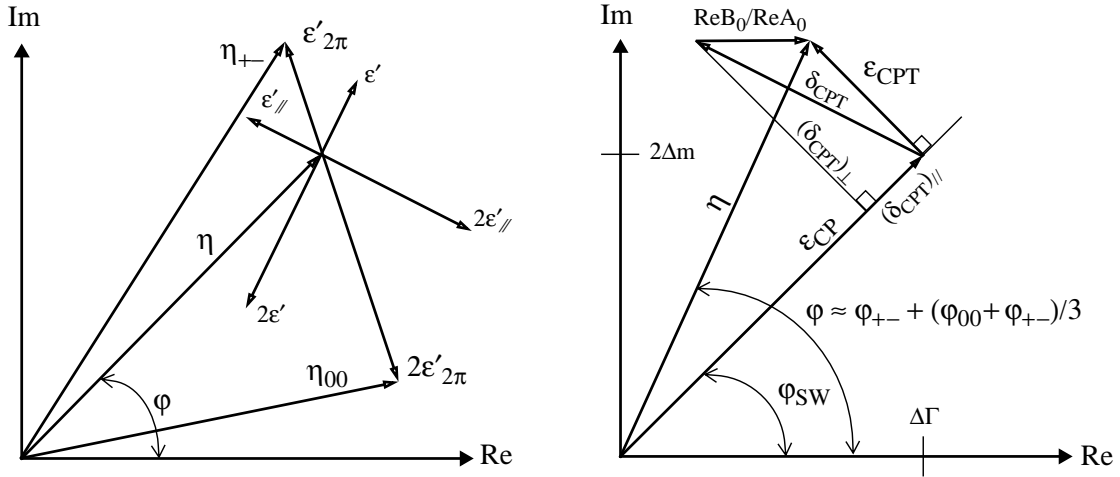


Figure 2: Représentation graphique des relations entre les observables physiques et les paramètres violant CP et CPT dans les désintégrations des kaons neutres en 2π . Ici CPT est violé dans la matrice de masse et dans les amplitudes de désintégration.

Cette propriété fondamentale permet d'établir la représentation graphique des relations (7) et (15) tracées sur la Figure 2 et d'isoler la composante ϵ_{CPT} :

$$|\epsilon_{CPT}| = (\delta_{CPT})_{\perp} - \frac{\text{Re}B_0}{\text{Re}A_0} \sin \varphi_{SW} \approx |\eta_{+-}| \left(\varphi_{+-} - \varphi_{SW} + \frac{\varphi_{00} - \varphi_{+-}}{3} \right) \quad (17)$$

$$\text{Re}(\epsilon_{CPT}) = \text{Re}(\delta_{CPT}) - \frac{\text{Re}B_0}{\text{Re}A_0} = \left\{ |\eta_{+-}| \left(\varphi_{+-} - \varphi_{SW} + \frac{\varphi_{00} - \varphi_{+-}}{3} \right) \right\} \sin \varphi_{SW} \quad (18)$$

$$\text{Im}(\epsilon_{CPT}) = \text{Im}(\delta_{CPT}) = \left\{ |\eta_{+-}| \left(\varphi_{+-} - \varphi_{SW} + \frac{\varphi_{00} - \varphi_{+-}}{3} \right) \right\} \cos \varphi_{SW}$$

Pour atteindre les paramètres violant CPT dans les amplitudes de désintégration, on construit de nouvelles relations à partir des asymétries de charge semileptonique

$$\delta_l = \frac{R(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) - R(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)}{R(K_L \rightarrow \pi^- l^+ \nu_l) + R(K_L \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}_l)} = \begin{cases} (3.04 \pm 0.25) \times 10^{-3} & (\text{muons}) \\ (3.33 \pm 0.14) \times 10^{-3} & (\text{électrons}) \end{cases} \quad [22].$$

Tout d'abord, en faisant l'hypothèse que la règle $\Delta S = \Delta Q$ est exacte [31], et en associant les amplitudes de désintégration semileptonique du K^0 et du \bar{K}^0

$$\begin{cases} \langle \pi^- l^+ \nu_l | H_W | K^0 \rangle = (a + b) \\ \langle \pi^+ l^- \bar{\nu}_l | H_W | \bar{K}^0 \rangle = (a^* - b^*) \end{cases}$$

avec la définition de l'état propre K_L (7), on obtient [15]:

$$\delta_l = 2\text{Re}\varepsilon_K + 2\text{Re}\delta_{\text{CPT}} + 2\frac{\text{Re}b_l}{\text{Re}a_l} \quad (19)$$

La seconde relation est obtenue en combinant la partie réelle de η_{+-} (14) et de η_{00} (15) à l'asymétrie de charge semileptonique δ_l [15]:

$$3\left(\frac{\text{Re}B_0}{\text{Re}A_0} - \frac{\text{Re}b_l}{\text{Re}a_l}\right) = 2|\eta_{+-}|\cos\varphi_{+-} + |\eta_{00}|\cos\varphi_{00} - \frac{3}{2}\delta_l. \quad (20)$$

Ces deux nouvelles relations qui lient les paramètres violant CP et CPT aux observables nous serviront dans la dernière partie de ce mémoire pour extraire les paramètres violant CPT dans les amplitudes de désintégration. Cependant, en 1994, où seul η_{+-} , η_{00} , δ_l , Δm , $\Delta\Gamma$ et $(\varphi_{+-} - \varphi_{00})$ étaient bien mesurés, ces deux relations ne permettaient pas d'extraire les paramètres violant CPT dans les amplitudes de désintégration. L'adjonction de deux observables supplémentaires étant compensée par l'introduction de deux paramètres réels $\text{Re}b_e/\text{Re}a_e$ et $\text{Re}b_\mu/\text{Re}a_\mu$, qui décrivent la violation de CPT dans les désintégrations semileptoniques. A cette époque, le status expérimental était le suivant: on séparait les composantes violant CP de celles violant CPT dans les désintégrations des kaons neutres en 2π . A 90% de confiance on avait les limites:

$ \varepsilon_{\text{CP}} $	$ \varepsilon_{\text{CPT}} $	$ \varepsilon'_{2\pi} $
2.27×10^{-3}	$\leq 1.5 \times 10^{-4}$	$\leq 7 \times 10^{-6}$

D'autre part, on avait estimé l'écart entre le paramètre violant CPT dans le mélange et celui violant CPT dans les amplitudes de désintégration hadronique:

$$\text{Re}(\delta_{\text{CPT}}) - \frac{\text{Re}B_0}{\text{Re}A_0} = (0.9 \pm 2.4) \times 10^{-5},$$

ainsi que la différence entre les effets violant CPT dans les désintégrations hadroniques et semileptoniques:

$$\frac{\text{Re}B_0}{\text{Re}A_0} - \frac{\text{Re}b}{\text{Re}a} = (-0.04 \pm 5.5) \times 10^{-4}.$$

Bien que ces différences soient compatibles avec zéro, l'isolation de chaque source d'une possible violation de CPT est importante. En effet, il se pourrait que la violation de CPT dans le mélange et la violation de CPT dans les amplitudes de désintégration soient grandes mais qu'elles se compensent mutuellement [15]. D'autre part, cette séparation permettra de déterminer $|(\delta_{\text{CPT}})_\perp|$ l'estimateur de la différence de masse $\bar{K}^0 - K^0$ et $|(\delta_{\text{CPT}})_\parallel|$ l'estimateur de leurs largeurs de désintégration. Pour le faire, il faudra attendre les résultats de CPLEAR qui mesurent l'ensemble des observables dans le système $K^0 - \bar{K}^0$, et ceux à venir de KLOE [32].

2.3.3 Les paramètres violent CPT, remettant en question le formalisme de la mécanique quantique

Cette troisième origine de la violation de CPT apparaît lorsqu'on introduit la gravitation à l'échelle microscopique. Cette source est beaucoup plus spéculative que les deux précédentes, car en l'absence d'une théorie de jauge de la gravitation, elle repose sur les intuitions de S.W. Hawking et J. Ellis. Elle apparaît si la transition d'un état quantique pur $|p\rangle$ vers un mélange statistique $\sum p_m |m\rangle$ est permise. Cette possibilité a été proposée par S.W. Hawking au cours de ses études sur l'évaporation des trous noirs [3].

Si un trou noir émet une particule, ce système se compose de deux parties, le trou noir et la particule émise. Pour décrire les états quantiques de la particule, l'observateur méconnaissant les états du trou noir, aura recours au formalisme des systèmes ouverts. Dans ce formalisme, les états du système observé sont décrits par un mélange statistique [33].

Ce système macroscopique permet une transition d'un état pur, qui décrit la particule à l'intérieur du trou noir, vers un mélange statistique. Cette même transition pourrait se produire à l'échelle des particules élémentaires en assimilant les fluctuations quantiques de l'espace et du temps à un trou noir virtuel qui apparaît et disparaît [3].

La première caractéristique de cette transition est qu'elle n'est pas réversible. Le passage d'un mélange statistique vers un état pur, requiert une décroissance de l'entropie qui viole la seconde loi de la thermodynamique. À l'échelle microscopique, cette propriété définit un sens à la flèche du temps qui impose la violation de CPT [4, 29].

La seconde caractéristique de cette transition est qu'elle brise la cohérence temporelle de la mécanique quantique et demande une modification de ce formalisme. En effet, c'est la cohérence temporelle qui permet de connaître l'état d'un système à tout instant, à partir de sa définition à un instant t_0 . C'est pourquoi on postule, en mécanique quantique, qu'un état pur reste inchangé au cours de son évolution dans le temps.

Dans le formalisme des systèmes ouverts, l'équation d'évolution n'est plus l'équation de Schrödinger, mais elle est remplacée par une équation sur l'opérateur densité ρ :

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho = [H, \rho], \quad \text{ou} \quad \rho = \sum_m p_m |m\rangle \langle m|.$$

Si on autorise les transitions d'un état pur vers un mélange statistique, cette équation qui assure la cohérence temporelle du système n'est plus valable. J. Ellis et ses collaborateurs proposent de la modifier de la façon suivante [4]:

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \rho = H\rho - \rho H^\dagger + \delta h \rho, \quad (21)$$

où le terme δh décrit la perte de cohérence quantique du système observé et viole la symétrie CPT. Pour le système $K^0-\bar{K}^0$, ils en proposent une paramétrisation effective [4]. Elle est basée sur la conservation de la somme des probabilités, la conservation moyenne de l'énergie, un accroissement monotone de l'entropie et la conservation de l'étrangeté.

En projetant la matrice densité et l'hamiltonien effectif (H_0+H_W) sur la base des matrices de Pauli, l'équation d'évolution (21) se transforme en un système de quatre équations

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_\alpha = (H_{\alpha\beta} + \partial h_{\alpha\beta})\rho_\beta ,$$

où les matrices $H_{\alpha\beta}$ et $\partial h_{\alpha\beta}$ s'écrivent dans la base (K_1, K_2) [4, 34]

$$H_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} -\Gamma & -\frac{\delta\Gamma}{2} & -\text{Im}\Gamma_{12} & -\text{Re}\Gamma_{12} \\ -\frac{\delta\Gamma}{2} & -\Gamma & -2\text{Re}\Gamma_{12} & 2\text{Im}\Gamma_{12} \\ -\text{Im}\Gamma_{12} & 2\text{Re}\Gamma_{12} & -\Gamma & -\delta M \\ \text{Re}\Gamma_{12} & -2\text{Im}\Gamma_{12} & \delta M & -\Gamma \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad \partial h_{\alpha\beta} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2a & -2\beta \\ 0 & 0 & -2\beta & -2\gamma \end{bmatrix}$$

avec $\alpha, \gamma > 0$ et $\alpha\gamma > \beta^2$.

Ce formalisme introduit trois nouveaux paramètres violant CPT, α , β et γ distincts de la différence de masse $\delta M = m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}$, et de la différence de largeur $\delta\Gamma = \Gamma_{\bar{K}^0} - \Gamma_{K^0}$. Il est soutenu par une approche microscopique, développée par les mêmes auteurs, basée sur les théories de corde [35]. Elles suggéreraient l'ordre de grandeur des paramètres violant CPT en dehors de la mécanique quantique dans le système $K^0-\bar{K}^0$ [36]

$$O\left(\frac{m_{\text{Kaon}}^2}{M_{\text{Planck}}}\right) \approx 2 \times 10^{-20} \text{ GeV}$$

qui pourrait être multiplié par un facteur supplémentaire de l'ordre de $m_{\text{Kaon}}/M_{\text{Planck}}$.

Pour mesurer les paramètres α , β et γ , il faut calculer la valeur moyenne des observables qui décrivent le système $K^0-\bar{K}^0$. Ces expressions ont été obtenues en définissant la matrice densité d'un état initial pur K^0 et \bar{K}^0 , en résolvant l'équation d'évolution de la matrice densité à l'aide d'un développement perturbatif et, finalement, en définissant les opérateurs qui décrivent la désintégration des kaons neutres [4, 36]. Par exemple, en négligeant les autres sources de la violation de CPT et pour des temps de désintégration de l'ordre de la durée de vie du K_L :

$$|\eta_{+-}|^2 = |\epsilon_K|^2 + \frac{\gamma}{\Delta\Gamma} + \frac{4\beta}{|\Delta\Gamma|} |\epsilon_K| \sin\varphi_{\text{SW}} - \frac{4\beta^2}{|\Delta\Gamma|^2} (\cos\varphi_{\text{SW}})^2 .$$

A l'intérieur du système $K^0-\bar{K}^0$, à des temps supérieurs à la durée de vie du K_L , la transition d'un état pur vers un mélange statistique, entraîne qu'un faisceau de kaons neutres se compose de K_L additionné d'une petite fraction de K_S , augmentant ainsi le nombre de désintégrations par unité de temps. Elle implique également, une modification du nombre désintégration par unité de temps d'un K^0 ou \bar{K}^0 créé à un instant $\tau=0$. Les

paramètres β et γ décrivent cette modification pour des temps comparables à la durée de vie du K_L , tandis que α les décrit pour des temps intermédiaires compris entre la durée de vie du K_S et celle du K_L . Seules les expériences sensibles à l'évolution temporelle du système $K^0-\bar{K}^0$, pendant une durée suffisante, pourront accéder aux paramètres α, β et γ . C'est le cas de CPLEAR et, dans l'avenir, de KLOE.

3. L'expérience CPLEAR et ses résultats

Dans le passé, les expériences qui ont mesuré les effets violant CP dans le système $K^0-\bar{K}^0$, utilisaient des faisceaux de K_S et de K_L et étudiaient, séparément, leurs désintégrations. CPLEAR a développé une nouvelle approche expérimentale basée sur la mesure des interférences entre les amplitudes de désintégration du K_S et du K_L [37].

Cette méthode repose sur la détermination de l'étrangeté du K^0 et du \bar{K}^0 au moment où il est créé et sur la mesure des asymétries particule (K^0) antiparticule (\bar{K}^0) construites en fonction du temps propre de désintégration des kaons neutres. Ces asymétries, fabriquées lorsque les kaons neutres se désintègrent dans un état 2π , 3π et $\pi\pi^0$, permettent d'isoler le terme d'interférence K_S-K_L qui apparaît entre 0 et $20 \tau_S$ quel que soit le canal de désintégration.

Dans le canal 2π et 3π , ces asymétries mesurent les effets violant CP [38]. Tandis que dans le canal semileptonique, elles permettent une mesure directe des effets violant T et CPT ainsi que de Δm [39], car l'étrangeté du kaon neutre est déterminée aussi bien à sa création que au moment de sa désintégration.

Avec cette méthode, les erreurs systématiques sont petites car les effets dus à l'acceptance géométrique, l'efficacité du détecteur, et le bruit de fond sont comparables pour le K^0 et le \bar{K}^0 . Ils se neutralisent donc dans les asymétries mesurées.

Dans cette section nous allons décrire en détail la méthode utilisée par CPLEAR, l'expérience et son principe, puis finalement les résultats préliminaires obtenus sur toute la statistique accumulée depuis le début de l'expérience jusqu'à la fin de l'année 1995.

3.1 La méthode de CPLEAR

Dans cette section, nous nous limiterons au formalisme général dans lequel la symétrie CPT est violée dans la matrice de masse ainsi que dans les amplitudes de désintégration, mais où l'évolution temporelle est décrite par l'équation de Schrödinger. Nous renvoyons le lecteur à la référence [36] pour l'expression des asymétries quand CPT est violé en dehors du formalisme de la mécanique quantique.

Les effets violant CP dans la désintégration du K_L en 2π peuvent être observés à partir des asymétries $K^0-\bar{K}^0$, construites en fonction du temps propre de désintégration du kaon neutre quand ceux-ci se désintègrent en 2π .

L'état quantique qui décrit l'évolution temporelle d'un K^0 ou \bar{K}^0 , créé à un instant $\tau = 0$ est une superposition des états K_S et K_L (7). Leurs taux de désintégration en $\pi^+\pi^-$ est alors:

$$\left. \begin{aligned} R[K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-](\tau) \\ R[\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-](\tau) \end{aligned} \right\} = \frac{(1 \mp 2\text{Re}(\epsilon_K + \delta_{\text{CPT}}))}{2} \left(e^{-\Gamma_S \tau} + |\eta_{+-}|^2 e^{-\Gamma_L \tau} \pm 2|\eta_{+-}| \cos(\Delta m \tau - \phi_{+-}) \exp\left(-\frac{(\Gamma_S + \Gamma_L)\tau}{2}\right) \right).$$

Dans cette expression, τ est le temps propre de désintégration du K^0 , Δm est la différence de masse K_L-K_S , Γ_S (resp. Γ_L) la largeur de désintégration du K_S (resp. K_L) et η_{+-} (3) le paramètre qui décrit la violation de CP dans les désintégrations du K_L en $\pi^+\pi^-$.

Ces taux de désintégrations sont la somme de trois termes. Les deux premiers décrivent la désintégration du K_S et du K_L , tandis que le troisième représente l'interférence entre les amplitudes de désintégration du K_S et du K_L .

Le signe de ce terme d'interférence étant opposé pour le K^0 et le \bar{K}^0 , il peut être isolé en construisant l'asymétrie

$$A_{+-}(\tau) = \frac{R[\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-](\tau) - \alpha_{2\pi} R[K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-](\tau)}{R[\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-](\tau) + \alpha_{2\pi} R[K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-](\tau)} = -\frac{2|\eta_{+-}| \cos(\Delta m \tau - \varphi_{+-}) \exp\left(\frac{(\Gamma_S - \Gamma_L)\tau}{2}\right)}{1 + |\eta_{+-}|^2 \exp((\Gamma_S - \Gamma_L)\tau)}, \quad (22)$$

dans laquelle $\alpha_{2\pi} = (1 + 4\text{Re}(\varepsilon_K + \delta_{\text{CPT}}))$. L'asymétrie A_{+-} dépend du paramètre η_{+-} et de Δm . Elle a été tracée sur la Figure 3 avec les valeurs actuelles de ces paramètres [22]. La mesure de sa forme permet de déterminer en même temps le module et la phase de η_{+-} .

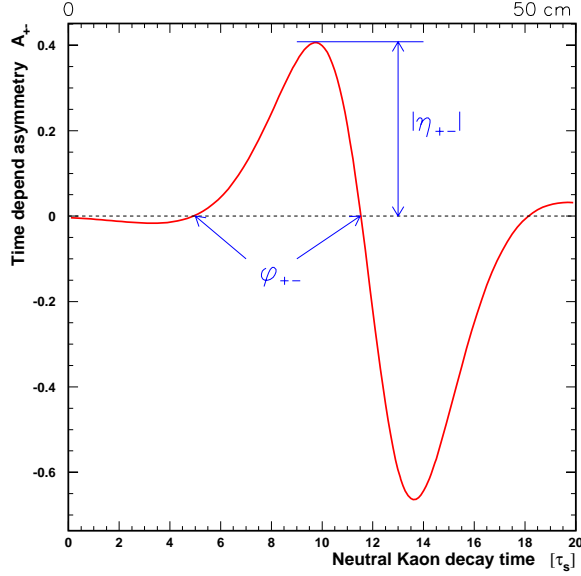


Figure 3: L'asymétrie théorique, A_{+-} , en fonction du temps propre de désintégration du kaon neutre.

La corrélation importante entre Δm et φ_{+-} impose une mesure indépendante de Δm qui est effectuée par CPLEAR dans le canal de désintégration semileptonique $\pi e \nu$. Dans ce canal, quatre taux de désintégrations sont mesurés :

$$R(K_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)(\tau) \quad \text{et} \quad R(\bar{K}_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e)(\tau) \quad \Delta S = \Delta Q,$$

$$R(K_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e)(\tau) \quad \text{et} \quad R(\bar{K}_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e)(\tau) \quad \Delta S = -\Delta Q.$$

Les deux derniers sont interdits par la règle $\Delta S = \Delta Q$ et requièrent une oscillation $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ avant la désintégration. A partir de ces quatre taux de désintégration, on construit l'asymétrie

$$A_{\Delta m}(\tau) = \frac{(R[K_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e](\tau) + R[\bar{K}_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e](\tau)) - (R[K_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e](\tau) + R[\bar{K}_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e](\tau))}{(R[K_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e](\tau) + R[\bar{K}_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e](\tau)) + (R[K_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e](\tau) + R[\bar{K}_{\tau=0}^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e](\tau))} \\ \approx \frac{2 \cos(\Delta m \tau) \exp(-(\Gamma_S + \Gamma_L)\tau/2)}{[1 + 2\text{Re}(x)] \exp(-\Gamma_S \tau) + [1 - 2\text{Re}(x)] \exp(-\Gamma_L \tau)} \quad (23)$$

qui au premier ordre en δ_{CPT} , $\text{Re} b_e / \text{Re} a_e$ dépend de

$$x = \frac{\langle \pi^- 1^+ \nu_l | H_w | \bar{K}^0 \rangle}{\langle \pi^- 1^+ \nu_l | H_w | K^0 \rangle} = \frac{\langle \pi^+ 1^- \bar{\nu}_l | H_w | K^0 \rangle^*}{\langle \pi^+ 1^- \bar{\nu}_l | H_w | \bar{K}^0 \rangle^*},$$

le paramètre qui mesure une possible violation de la règle $\Delta S = \Delta Q$ et de Δm .

La règle $\Delta S = \Delta Q$ implique aussi que la charge du lepton dans l'état final détermine l'étrangeté du kaon neutre au moment de sa désintégration. Cette propriété des désintégrations semileptonique permet une mesure directe des paramètres violant T et CPT. En effet, en limitant les développements au premier ordre en ε_K , x , $\text{Re}b_e/\text{Re}a_e$ et δ_{CPT} , l'asymétrie

$$\begin{aligned} A_T(\tau) &= \frac{R[\bar{K}_t^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e](\tau) - R[K_t^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e](\tau)}{R[\bar{K}_t^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e](\tau) + R[K_t^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e](\tau)} = \frac{R(\bar{K}_t^0 \rightarrow K^0)(\tau) - R(K_t^0 \rightarrow \bar{K}^0)(\tau)}{R(\bar{K}_t^0 \rightarrow K^0)(\tau) + R(K_t^0 \rightarrow \bar{K}^0)(\tau)} \\ &= 4\text{Re}(\varepsilon_K) + 2\frac{\text{Re}b_e}{\text{Re}a_e} + \frac{4\text{Im}(x)\exp(-(\Gamma_S + \Gamma_L)\tau/2)\sin(\Delta m\tau)}{\exp(-\Gamma_S\tau) + \exp(-\Gamma_L\tau) - 2\exp\left(-\frac{(\Gamma_S + \Gamma_L)\tau}{2}\right)\cos(\Delta m\tau)} \end{aligned} \quad (24)$$

compare la probabilité que un \bar{K}^0 créé à l'instant $\tau = 0$ soit devenu à l'instant τ un K^0 , avec la probabilité que un K^0 créé à l'instant $\tau = 0$ soit devenu à l'instant τ un \bar{K}^0 . Elle teste donc essentiellement l'invariance du système par la symétrie T (si CPT est uniquement violé dans la matrice de masse et si la règle $\Delta S = \Delta Q$ est exacte alors $A_T(\tau) = 4\text{Re}(\varepsilon_K)$).

De même l'asymétrie

$$\begin{aligned} A_{\text{CPT}}(\tau) &= \frac{R[\bar{K}_t^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e](\tau) - R[K_t^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e](\tau)}{R[\bar{K}_t^0 \rightarrow \pi^+ e^- \bar{\nu}_e](\tau) + R[K_t^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu_e](\tau)} = \frac{R(\bar{K}_t^0 \rightarrow \bar{K}^0)(\tau) - R(K_t^0 \rightarrow K^0)(\tau)}{R(\bar{K}_t^0 \rightarrow \bar{K}^0)(\tau) + R(K_t^0 \rightarrow K^0)(\tau)} \\ &= \frac{-4\text{Re}(\delta_{\text{CPT}})(e^{-\Gamma_L\tau} - e^{-\Gamma_S\tau}) + 4\text{Im}(x - 2\delta_{\text{CPT}})e^{-\frac{(\Gamma_S + \Gamma_L)\tau}{2}}\sin(\Delta m\tau)}{\exp(-\Gamma_S\tau) + \exp(-\Gamma_L\tau) + 2\exp(-(\Gamma_S + \Gamma_L)\tau/2)\cos(\Delta m\tau)} - 2\frac{\text{Re}b_e}{\text{Re}a_e} \end{aligned}$$

qui a la propriété suivante:

$$\lim_{\tau \rightarrow \infty} A_{\text{CPT}}(\tau) = -\left(4\text{Re}(\delta_{\text{CPT}}) + 2\frac{\text{Re}b_e}{\text{Re}a_e}\right), \quad (25)$$

compare la probabilité que un \bar{K}^0 créé à l'instant $\tau = 0$ reste un \bar{K}^0 jusqu'à l'instant τ avec la probabilité que un K^0 créé à l'instant $\tau = 0$ reste un K^0 jusqu'à l'instant τ . Il en résulte que la limite asymptotique pour des temps très supérieurs à la durée de vie du K_L , teste l'invariance du système par la symétrie CPT.

Finalement, l'étude de la désintégration des kaons neutres en $\pi^+\pi^-\pi^0$ est importante pour la recherche des effets violant CP qui sont attendus dans ce canal de désintégration mais qui n'ont jamais été observés. Elle est aussi nécessaire pour contrôler les approximations utilisées dans la détermination des paramètres violant CPT. Cet état final est plus compliqué que l'état 2π car il est une superposition d'état ayant une valeur propre de l'opérateur CP égal a +1 et -1. Cependant après intégration sur toutes les configurations cinématiques, décrites par les variables de Dalitz X et Y , l'asymétrie

$$\begin{aligned} A_{+-0}(\tau) &= \frac{R[\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0](\tau) - \alpha_{3\pi}R[K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0](\tau)}{R[\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0](\tau) + \alpha_{3\pi}R[K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0](\tau)} \\ &= -2(\text{Re}(\eta_{+-0})\cos(\Delta m\tau) - \text{Im}(\eta_{+-0})\sin(\Delta m\tau))\exp\left(\frac{(\Gamma_L - \Gamma_S)\tau}{2}\right) \end{aligned} \quad (26)$$

dans laquelle $\alpha_{3\pi} = (1 + 4\text{Re}(\epsilon_T - \delta_{\text{CPT}}))$, mesure l'interférence entre l'amplitude du K_S qui viole CP et l'amplitude du K_L qui conserve CP. Dans l'expression précédente, cette interférence apparaît à travers le paramètre

$$\eta_{+-0} = \frac{\int A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \text{CP} = -1) A^*(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \text{CP} = -1) dX dY}{\int |A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \text{CP} = -1)|^2 dX dY},$$

qui mesure la violation de CP dans la désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

3.2 Le dispositif expérimental

L'expérience CPLEAR est installée au CERN – Genève, à côté de l'anneau LEAR qui refroidit des antiprotons venant de l'anneau AA et les distribue aux différentes expériences installées dans le Hall Sud.

Des antiprotons ayant une impulsion de 200 MeV/c sont injectés au centre de l'expérience CPLEAR, dans une cible d'hydrogène à haute pression où ils perdent toute leur énergie et s'annihilent avec des protons.

Les kaons neutres sont produits dans 0.4% des annihilations par la réaction $\bar{p}p \rightarrow K^+\pi^-\bar{K}^0$ et $\bar{p}p \rightarrow K^-\pi^+K^0$. La conservation de l'étrangeté par l'interaction forte implique que un K^0 est toujours accompagné par un K^- et un \bar{K}^0 par un K^+ . L'identification du kaon chargé ainsi que la détermination de sa charge, permettent donc de définir l'étrangeté du kaon neutre au moment où il est produit; et par conséquent, de séparer événement par événement les K^0 des \bar{K}^0 .

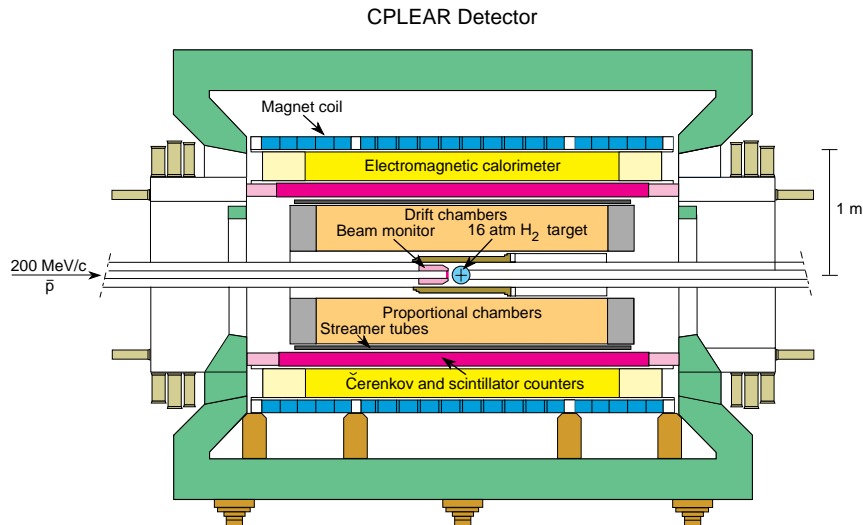


Figure 4: Coupe longitudinale du détecteur CPLEAR

Le détecteur de CPLEAR [40], représenté sur la Figure 4, détermine l'étrangeté des kaons neutres au moment de leur production et identifie leurs produits de désintégrations. Il a une géométrie cylindrique. Il est installé dans un solénoïde de 3.6 m de long et de 1 m de rayon qui produit un champ magnétique de 0.4 T parallèle à l'axe du faisceau. La reconnaissance des kaons chargés est faite par des compteurs Cerenkov à seuil entourés de deux couches de scintillateur. Le β des kaons étant toujours inférieur à l'indice de réfraction de la lumière dans le Cerenkov, ils ne produisent pas de lumière. Tant dis que les pions ayant un β supérieur à cet indice en émettent. Ce détecteur permet donc d'identifier les kaons chargés, à partir de l'intensité lumineuse mesurée à la sortie du Cerenkov, et à

partir de mesure des dE/dx et de temps de vol permises par les scintillateurs. Pour des impulsions supérieures à 400 MeV/c, ce détecteur reconnaît les kaons chargés dans 80% des cas, avec une probabilité qu'un pion soit identifié comme un kaon de l'ordre de 6×10^{-3} .

La charge du kaon est déterminée à partir du signe de la courbure de la trace mesurée par deux chambres proportionnelles, six chambres à dérive et deux couches de tubes à dard. Ces huit points de mesure permettent de mesurer l'impulsion transverse avec une résolution de l'ordre de 5%.

Finalement un calorimètre électromagnétique à échantillonnage plomb-gaz, est utilisé pour détecter les photons. Sa très grande granularité permet de mesurer les points d'impact de chaque photon avec une grande précision. Dans le plan transverse, il atteint une résolution de 2.7 mm.

Pour faire face au flux d'antiprotons de 1 MHz, nécessaire à la mesure précise des paramètres violant CP et CPT, pour sélectionner efficacement, au milieu d'un bruit de fond multipions, les événements avec des kaons neutres, un système de sélection en ligne très sophistiqué a été développé. Il cherche à reconnaître les paires $K^+\pi^-$ ou $K^-\pi^+$, associées au kaon neutre. Pour ce faire il utilise des algorithmes de plus en plus sophistiqués, implémentés dans des processeurs câblés, développés pour cette expérience. En moins de 6 μ s, il trouve les traces chargées, mesure leurs impulsions, calcule la masse manquante de la paire $K^+\pi^-$ ou $K^-\pi^+$. Il mesure aussi l'énergie perdue dans les scintillateurs, le temps de vol des particules ainsi que l'intensité lumineuse dans les Cerenkov, pour identifier efficacement le kaon chargé. Ce système de sélection a un taux de réjection de l'ordre de 1000.

3.3 L'analyse des données et les résultats de l'expérience CPLEAR

La sélection des événements recherche un kaon chargé et utilise des méthodes d'ajustement statistique contraint pour reconnaître les désintégrations d'un K^0 ou d'un \bar{K}^0 dans un état final 2π , 3π et $\pi e \nu$. Les contraintes appliquées sont les suivantes:

- Au vertex d'annihilation, la masse manquante de la paire $K^+\pi^-$ ou $K^-\pi^+$ doit être égale à la masse d'un K^0 .
- L'annihilation antiproton-proton a lieu au repos. La conservation de l'énergie et de l'impulsion permet donc de reconnaître la désintégration d'un K^0 en $\pi^+\pi^-$, car la somme de l'énergie de chaque particule doit être égale à deux fois la masse du proton, et celle des impulsions doit être nulle. Pour les autres canaux de désintégration, dans lesquels une particule neutre apparaît dans l'état final, la conservation de l'énergie et de l'impulsion est remplacée par une contrainte sur la masse manquante totale qui doit être égale à la masse de la particule non reconstruites (π^0 ou neutrino).
- Finalement la ligne de vol du K^0 ou du \bar{K}^0 doit être parallèle à la direction définie par, la position du vertex d'annihilation et celle du vertex de désintégration.

Cette technique permet de minimiser la contamination provenant des événements du bruit de fond et d'améliorer la résolution en temps propre qui varie entre 4 ps et 15 ps quand le rayon de désintégration varie entre 0 et 50 cm.

Nous avons récemment publié les résultats de nos mesures sur η_{+-} [41], Δm [42], ϕ_{00} [43], η_{+-0} [44], ainsi que le rapport de branchement de la désintégration conservant CP

du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ [45]. Ils ont été obtenus avec un peu moins de 1/3 de notre statistique finale. Dans cette partie nous allons présenter nos résultats préliminaires obtenus sur toute la statistique accumulée depuis le début de l'expérience jusqu'à la fin de l'année 1995.

3.3.1 La mesure de η_{+-}

Le lot de K^0 , \bar{K}^0 se désintégrant en $\pi^+\pi^-$ contient 70×10^6 événements. Ils ont tous un temps propre de désintégration supérieur à $1 \tau_S$. Le rapport signal sur bruit est très petit. Toutefois, à cause des désintégrations semileptoniques du K_L , ce rapport avoisine 1 aux grands temps de désintégrations.

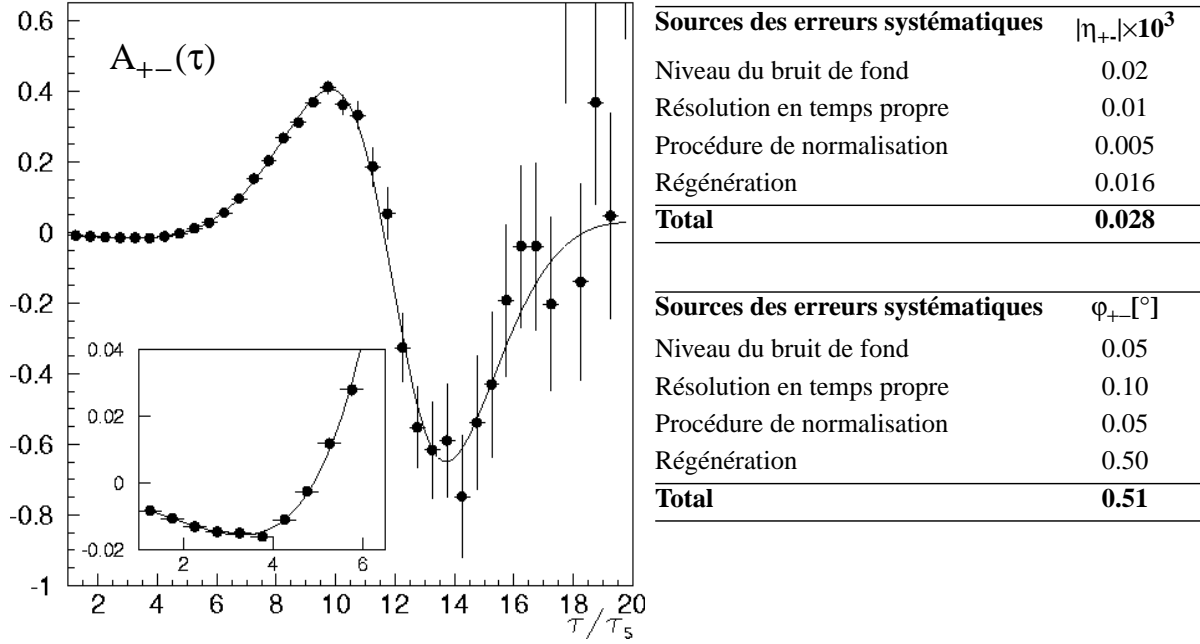


Figure 5: L'asymétrie entre les taux de désintégration \bar{K}^0 et K^0 en fonction du temps propre de désintégration. La ligne continue représente le résultat de l'ajustement statistique. Les tables contiennent les différentes sources d'erreurs systématiques et leurs effets sur $|\eta_{+-}|$ et ϕ_{+-} .

En suivant la procédure d'analyse décrite dans la référence [41], deux corrections sont appliquées à ce lot d'événements. La première prend en compte la dépendance en fonction de l'impulsion du rapport de l'efficacité de détection \bar{K}^0/K^0 . La seconde corrige l'effet de la régénération cohérente qui apparaît quand les kaons neutres se propagent dans la matière. On applique à chaque événement un poids statistique égal au rapport des probabilités de désintégration du K^0 quand il se propage dans le vide et dans notre détecteur. Ce rapport dépend de la longueur de matériel traversée et surtout, de la différence de l'amplitude de diffusion vers l'avant entre un K^0 et un \bar{K}^0 . En l'absence de mesure de cette différence dans notre gamme d'impulsions, nous utilisons la détermination de Eberhard et Uchiyama [46].

L'asymétrie des taux de désintégration $K^0-\bar{K}^0$ en fonction du temps propre de désintégration est montrée sur la Figure 5, avec le résultat de l'ajustement statistique et les différentes sources d'erreurs systématiques. Le taux de désintégration du K^0 est normalisé à celui du \bar{K}^0 par un facteur $\alpha \times \xi$, dans lequel ξ est égal au rapport de l'efficacité de détection \bar{K}^0/K^0 . L'asymétrie A_{+-} (22) convoluée avec la résolution en temps propre de désintégration est ajustée aux données, après soustraction du bruit de fond résiduel. Le paramètre violant CP, η_{+-} et le facteur de normalisation $\alpha \times \xi$ sont laissés libres dans la

procédure d'ajustement. En fixant les valeurs de τ_L [22], $\tau_S = (89.22 \pm 0.10)$ ps et $\Delta m = (530.7 \pm 1.3) \times 10^7 \text{ hs}^{-1}$ [47], on obtient

$$\begin{cases} |\eta_{+-}| = (2.316 \pm 0.025(\text{stat}) \pm 0.028(\text{syst}) \pm 0.011(\tau_S)) \times 10^{-3} \\ \varphi_{+-} = (43.5 \pm 0.5(\text{stat}) \pm 0.5(\text{syst}) \pm 0.4(\Delta m))^\circ \end{cases}$$

L'erreur systématique, citée sur φ_{+-} , est dominée par les incertitudes dans le calcul de la différence entre les amplitudes de diffusion élastique vers l'avant d'un \bar{K}^0 et d'un K^0 , utilisé pour corriger les effets dus à la régénération. En 1996, nous avons mesuré la distorsion de l'asymétrie A_{+-} introduite par la régénération en plaçant un régénérateur de carbone entre notre cible et la première chambre proportionnelle. Cette mesure permettra de réduire l'erreur systématique sur φ_{+-} en dessous de 0.2° .

3.3.2 La mesure de Δm

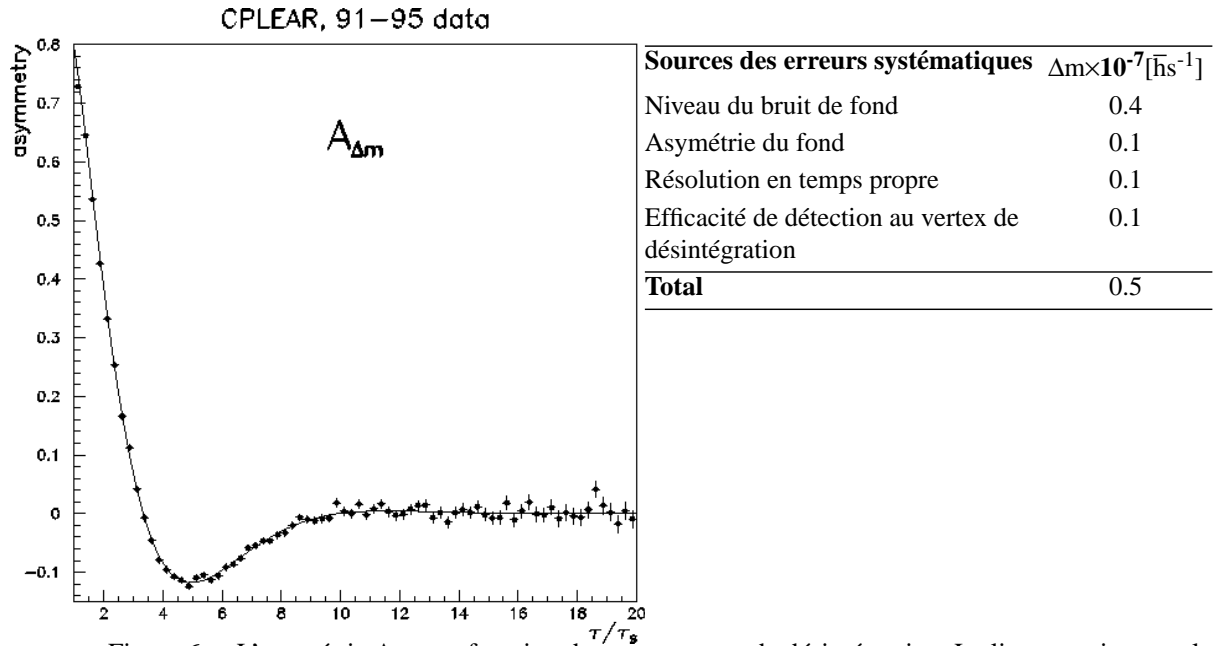


Figure 6: L'asymétrie $A_{\Delta m}$ en fonction du temps propre de désintégration. La ligne continue est le résultat de l'ajustement statistique. La table décrit les sources des erreurs systématiques ainsi que leur effet sur la mesure.

Le lot de K^0 et \bar{K}^0 qui se désintègrent en $\pi e \nu$ contient 1.8×10^6 événements. La contamination due au bruit de fond est de l'ordre de 10%. A court temps de désintégration, elle vient des $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. A long temps de désintégration, des $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ ainsi que $K^0 \rightarrow \pi e \nu$, dans lequel le pion a été identifié comme un électron et vice versa. Ces données sont corrigées pour la différence de l'efficacité de détection entre un K^0 et un \bar{K}^0 , au vertex d'annihilation aussi bien qu'au vertex de désintégration. L'efficacité relative de détection est mesurée au vertex d'annihilation en utilisant la désintégration du K^0 en $\pi^+ \pi^-$. Pour le vertex de désintégration, elle est déterminée en utilisant un lot qui contient, d'une part des photons convertis et d'autre part des événements multiples produits de l'annihilation.

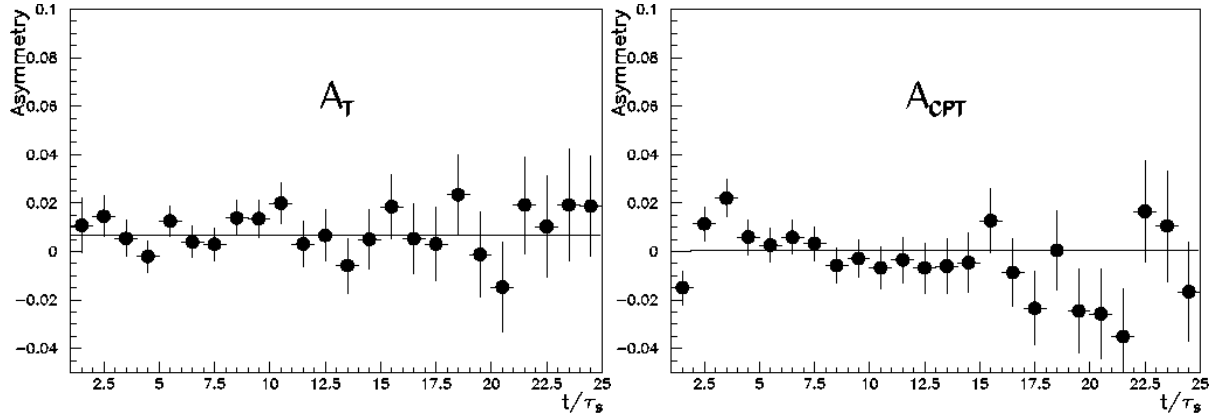
Le bruit de fond dilue l'asymétrie $A_{\Delta m}$ (23). Cet effet est pris en compte à travers le facteur $f_b(\tau)$ [42]. L'asymétrie diluée $A_{\Delta m} \times f_b(\tau)$ convoluée avec la résolution en temps propre est ajustée statistiquement aux données en laissant varier librement Δm et $\text{Re}(x)$.

L'asymétrie expérimentale est montrée sur la Figure 6 avec le résultat de l'ajustement ainsi que les sources des erreurs systématiques. Nous avons obtenu

$$\Delta m = \left[529.2 \pm 1.8(\text{stat}) \pm 0.5(\text{syst}) \pm 0.1(\tau_s) \right] \times 10^7 \bar{h}s^{-1}$$

Les effets liés aux incertitudes dans les corrections des efficacités de détection sont très petits, car l'asymétrie $A_{\Delta m}$ compare deux lots qui contiennent chacun des K^0 et des \bar{K}^0 aussi bien que des électrons et des positrons. Cette mesure de Δm est actuellement la plus précise.

3.3.3 La mesure de A_T et de A_{CPT}



Sources des erreurs systématiques	$\times 10^3$
Efficacité de détection à la production	0.80
Asymétrie du fond	0.32
Efficacité de détection aux vertex de désintégration	1.6
Total	1.8

Figure 7: Les asymétries expérimentales A_T et A_{CPT} en fonction du temps propre de désintégration du K^0 . La ligne continue est le résultat de l'ajustement statistique. La table décrit les différentes sources d'erreurs systématiques et leurs effets sur la mesure.

Sur la Figure 7 sont dessinées les asymétrie A_T et A_{CPT} obtenues avec 30% des événements semileptoniques. La ligne continue représente le résultat de l'ajustement statistique et la table décrit les sources des erreurs systématiques. La différence d'efficacité de détection entre les K^0 et les \bar{K}^0 ainsi que les effets de la régénération ont été pris en compte. Toutefois à ce stade de l'analyse la mesure de A_T est encore corrélée à celle de A_{CPT} à travers la procédure de normalisation.

L'asymétrie A_T est ajustée aux données en laissant varier librement le terme constant $(4\text{Re}(\epsilon_K) + 2\text{Re}b_e/\text{Re}a_e)$, et en fixant $x = 0$. Nous avons obtenu

$$A_T = (6.3 \pm 2.1(\text{stat}) \pm 1.8(\text{syst})) \times 10^{-3}.$$

De même l'ajustement de A_{CPT} donne

$$A_{CPT} = (0.28 \pm 2.1(\text{stat}) \pm 1.8(\text{syst})) \times 10^{-3}.$$

Les erreurs systématiques sont les mêmes pour A_T et A_{CPT} . Elles sont dominées par les incertitudes dans la procédure de correction des efficacités de détection aux vertex d'annihilation et aux vertex de désintégrations.

3.3.4 Les amplitudes du K_S conservant et violant CP

Le lot de K^0 et \bar{K}^0 se désintégrant en $\pi^+\pi^-\pi^0$, contient 5×10^5 événements. La contamination en bruit de fond est de l'ordre de 4.3%. Elle est essentiellement localisée à grand temps de désintégration et provient des désintégrations semileptoniques du K_L . Seulement 4% de ce bruit de fond se trouve en dessous de $1.25 \tau_S$ et peut affecter la mesure. Cette partie vient des désintégrations du K_S en $\pi^0\pi^0$ dans laquelle $\pi^0 \rightarrow e^-e^+$, et des produits de l'annihilation antiprotons-protons tels que $\pi^0 K^\pm \pi^\mp K^0$ ou $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$.

Ces données sont corrigées de la dépendance en impulsion de l'efficacité de détection des \bar{K}^0 relative à celles des K^0 ainsi que de l'effet dû à la régénération. L'asymétrie expérimentale est représentée sur la Figure 8 avec la table qui contient les différentes sources d'erreurs systématiques.

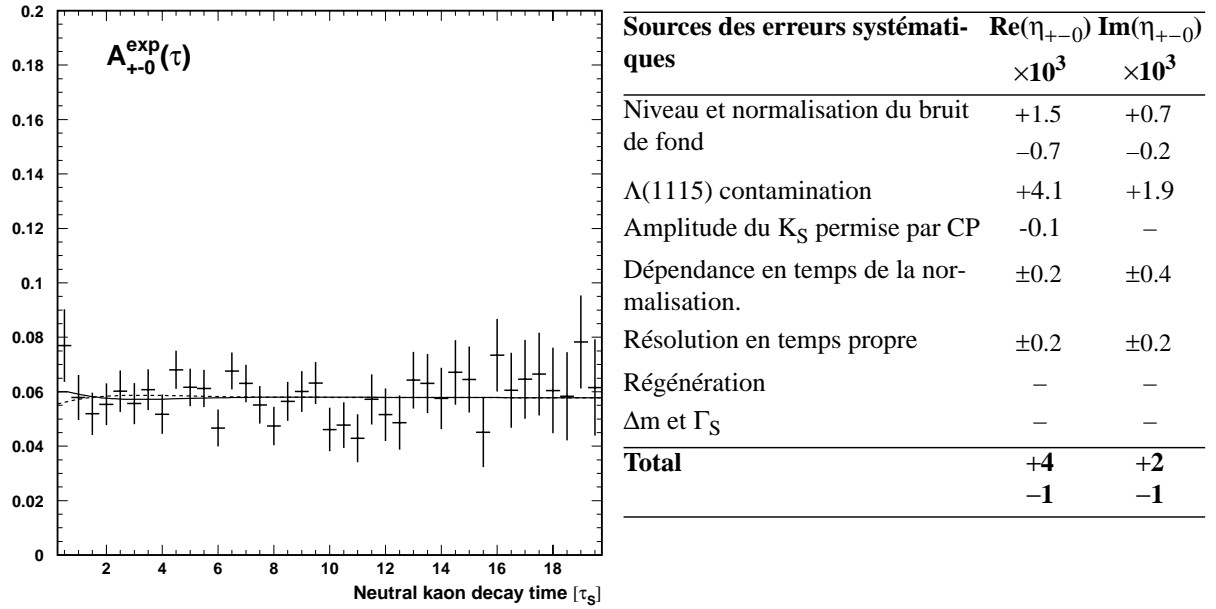


Figure 8: L'asymétrie expérimentale A_{+-0} en fonction du temps propre de désintégration du K^0 . La ligne continue est le résultat de l'ajustement statistique. La table contient les différentes sources d'erreurs systématiques ainsi que leurs effets sur la mesure.

L'asymétrie expérimentale

$$A_{+-0}^{\text{exp}} = \frac{\bar{N}(\tau) - N(\tau)}{\bar{N}(\tau) + N(\tau)} \approx \left(\frac{\xi - 1}{\xi + 1} \right) + \frac{4\xi[1 - \zeta(\tau)]}{(\xi + 1)^2} A_{+-0}(\tau) \quad (27)$$

est ajustée aux données en tenant compte du bruit de fond ($\zeta(\tau)$), et en laissant libre le facteur de normalisation (ξ) ainsi que le paramètre violant CP, η_{+-0} . Nous avons obtenu

$$\begin{cases} \text{Re}(\eta_{+-0}) = \left(-2 \pm 7(\text{stat}) \begin{smallmatrix} +4 \\ -1 \end{smallmatrix} (\text{syst}) \right) \times 10^{-3} \\ \text{Im}(\eta_{+-0}) = \left(-2 \pm 9(\text{stat}) \begin{smallmatrix} +2 \\ -1 \end{smallmatrix} (\text{syst}) \right) \times 10^{-3} \end{cases}$$

Dans cette mesure les erreurs systématiques sont négligeables devant l'erreur statistique. Cependant l'erreur statistique est encore un ordre de grandeur trop grand face à l'amplitude de l'effet violant CP dans la désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

Le paramètre

$$\lambda = \frac{\int A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=+1) A^*(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=-1) dX dY}{\int |A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, CP=-1)|^2 dX dY},$$

dépend de l'interférence entre les amplitudes conservant CP du K_S et du K_L . Il peut être mesuré en séparant les données $\pi^+\pi^-\pi^0$ en fonction du signe de la variable de Dalitz X . Les deux asymétries ainsi obtenues sont montrées sur la Figure 9. Elles sont ajustées

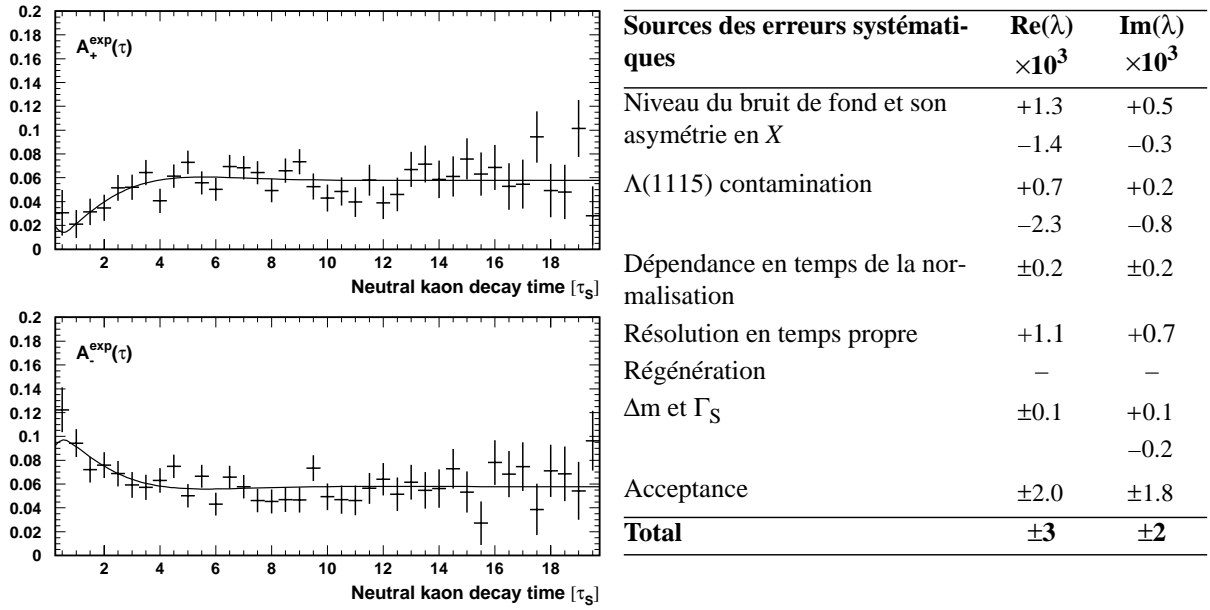


Figure 9: L'asymétrie expérimentale A_{+-0} en fonction du temps propre de désintégration du K^0 , pour les valeurs positives et négatives de la variable de Dalitz X . La ligne continue est le résultat de l'ajustement statistique. La table décrit les différentes sources d'erreurs systématiques.

simultanément par l'équation (27) dans laquelle le paramètre η_{+-0} est remplacé par $(\eta_{+-0} \pm \lambda)$. Cette méthode nous a permis de mesurer λ :

$$\begin{cases} \text{Re}(\lambda) = (+28 \pm 7(\text{stat}) \pm 3(\text{syst})) \times 10^{-3} \\ \text{Im}(\lambda) = (-10 \pm 8(\text{stat}) \pm 2(\text{syst})) \times 10^{-3} \end{cases}$$

En suivant la procédure décrite dans la référence [45], le rapport de branchement de la désintégration du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$ a été estimé à

$$\text{Br}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, I=2) = \begin{bmatrix} 2.5 & +1.3 & (\text{stat}) & +0.5 & (\text{syst}) \\ & -1.0 & & -0.6 & \end{bmatrix} \times 10^{-7}.$$

Cette mesure est la preuve expérimentale la plus précise de l'existence de la désintégration qui conserve CP du K_S en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

3.3.5 Conclusions

L'ensemble des résultats préliminaires de CPLEAR obtenus sur la statistique finale et présentés en mai 1996 sont regroupés dans la Table 1 avec leurs erreurs totales. Les valeurs de $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} et Δm , citées dans cette table, ont été obtenues en ajustant simultanément A_{+-} et $A_{\Delta m}$ sur les données.

	PDG 1994 [22]	CPLEAR 1996	
τ_S [ps]	(89.26 ± 0.12)	–	
Δm [$\hbar s^{-1}$]	$(533.3 \pm 2.7) \times 10^7$	$(528.4 \pm 1.7) \times 10^7$	
$ \eta_{+-} $	$(2.269 \pm 0.023) \times 10^{-3}$	$(2.316 \pm 0.039) \times 10^{-3}$	
ϕ_{+-} [°]	(44.3 ± 0.8)	(42.8 ± 0.9)	
ϕ_{SW} [°]	(43.64 ± 0.15)	(43.38 ± 0.09)	
$ \eta_{00} $	$(2.259 \pm 0.023) \times 10^{-3}$	$(2.43 \pm 0.46) \times 10^{-3}$	50% de la statistique
ϕ_{00} [°]	(43.3 ± 1.3)	(51.7 ± 7.3)	50% de la statistique
A_T	–	$(6.3 \pm 2.8) \times 10^{-3}$	30% de la statistique
A_{CPT}	–	$(0.28 \pm 2.8) \times 10^{-3}$	30% de la statistique
$Re(x)$	$(6 \pm 18) \times 10^{-3}$	$(8.5 \pm 10.2) \times 10^{-3}$	30% de la statistique
$Im(x - \delta_{CPT})$	$(-3 \pm 26) \times 10^{-3}$	$(0.5 \pm 2.5) \times 10^{-3}$	30% de la statistique
$Re(\eta_{+-0})$	0.05 ± 0.17 [48]	$(-2 \pm 8) \times 10^{-3}$	
$Im(\eta_{+-0})$	0.17 ± 0.27 [49]	$(-2 \pm 9) \times 10^{-3}$	
$Re(\lambda)$	–	$(28 \pm 8) \times 10^{-3}$	
$Im(\lambda)$	–	$(-10 \pm 8) \times 10^{-3}$	

Table 1: Les résultats de CPLEAR comparés aux valeurs du PDG

CPLEAR obtient la détermination la plus précise de Δm , mesure insensible aux effets de régénération ainsi qu'à la corrélation avec ϕ_{+-} . CPLEAR améliore la mesure de ϕ_{+-} , quantité crucial pour les tests de CPT. CPLEAR obtient les meilleurs valeurs de η_{+-0} , x , λ et observe pour la première fois la violation de T. Ces améliorations vont permettre une meilleure estimation de la différence de masse $K^0 - \bar{K}^0$, le test le plus puissant de l'invariance par la symétrie CPT.

4. Tests expérimentaux de l'invariance de CPT dans le système $K^0-\bar{K}^0$

Nous avons maintenant tous les outils nécessaires pour tester l'invariance de CPT dans le système des kaons neutres. Dans cette section, nous allons utiliser les données et les résultats de CPLEAR pour déterminer les valeurs des différents paramètres qui décrivent une possible violation de CPT dans le système $K^0-\bar{K}^0$.

Pour en sonder les différentes sources, nous allons procéder de la façon suivante. Dans les deux premières parties, nous traiterons le cadre classique, relaté dans la section 2.3.2, où l'évolution temporelle des kaons neutres est décrite par l'équation de Schrödinger, et où CPT peut être violé dans la matrice de masse, aussi bien que dans les amplitudes de désintégration. Pour déterminer les valeurs des paramètres phénoménologiques associés à ces violations, nous allons suivre deux approches. Nous les estimerons, d'abord, à l'aide de l'équation de Bell-Steinberger [5] qui repose sur les propriétés unitaires de la théorie. Puis, nous utiliserons le test proposé par L. Wolfenstein [7, 15] qui ne s'appuie pas sur l'unitarité mais qui compare la phase ϕ_{+-} avec la phase ϕ_{SW} . Dans ces évaluations, nous ferons l'approximation que la règle $\Delta S = \Delta Q$ est exacte avec une précision suffisante pour négliger les termes proportionnels à x . Dans le modèle standard, la limite supérieure de x a été estimée inférieure à 2×10^{-6} [31].

Enfin, dans la troisième partie, nous testerons un modèle plus général, décrit dans la section 2.3.3, qui remet en cause à la fois l'invariance par la symétrie CPT et le formalisme de la mécanique quantique.

4.1 Les limites expérimentales sur les paramètres violant CPT en utilisant la relation de Bell-Steinberger

Pour une combinaison linéaire quelconque des états propres K_S et K_L , la conservation de la probabilité impose que le nombre de kaons qui se désintègrent est égal au nombre de produits de désintégrations qui apparaissent. Cette propriété du système a permis à J.S Bell et J Steinberger de déduire la condition suivante [5]:

$$\left(i\Delta m + \frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2}\right)(2\text{Re}(\epsilon_K) - 2i \text{Im}(\delta_{\text{CPT}})) = \sum_f \langle K_S | H_W | f \rangle \langle f | H_W | K_L \rangle ,$$

où la somme contient tous les états finaux communs au K_S et au K_L . En faisant l'hypothèse que la règle $\Delta S = \Delta Q$ est exacte, on obtient l'expression qui relie les paramètres phénoménologiques ϵ_K et δ_{CPT} aux observables physiques [5, 13]:

$$\begin{aligned} &\left(i\Delta m + \frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2}\right)(2\text{Re}(\epsilon_K) - 2i \text{Im}(\delta_{\text{CPT}})) = \\ &\Gamma_S(\eta_{+-} Br(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-) + \eta_{00} Br(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)) + \\ &\Gamma_L(\eta_{+-0}^* Br(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) + \eta_{000}^* Br(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0)) + \\ &\Gamma_L((\delta_e + 2\delta_{\text{CPT}}^*) Br(K_L \rightarrow \pi e \nu) + (\delta_\mu + 2\delta_{\text{CPT}}^*) Br(K_L \rightarrow \pi \mu \nu)) \end{aligned}$$

La partie réelle et la partie imaginaire de cette relation dépendent de trois paramètres réels $\text{Re}(\epsilon_K)$, $\text{Re}(\delta_{\text{CPT}})$ et $\text{Im}(\delta_{\text{CPT}})$. Pour les évaluer, nous utiliserons les asymétries semi-leptoniques δ_e et δ_μ (19) qui dépendent de $\text{Re}(\epsilon_K)$, $\text{Re}(\delta_{\text{CPT}})$, $\text{Re} b_e / \text{Re} a_e$, $\text{Re} b_\mu / \text{Re} a_\mu$ et la somme des asymétries A_T (24) et A_{CPT} (25) fonction de $\text{Re}(\epsilon_K)$ et de $\text{Re}(\delta_{\text{CPT}})$.

Pour déterminer les valeurs de ces paramètres violant CPT, nous injectons dans ce système de cinq équations à cinq inconnues les valeurs moyennes mondiales pour les rapports de branchements des kaons neutres, τ_S , τ_L , $|\eta_{+-}|$, $|\eta_{00}|$ [51] et les valeurs mesurées par CPLEAR pour φ_{+-} , η_{+-0} , A_T et A_{CPT} , résumées dans la Table 1. En négligeant la violation directe de CP dans le canal 3π , ce qui revient à fixer η_{000} égal à η_{+-0} , nous obtenons les limites suivantes à 90% de confiance:

$$\begin{aligned} \text{Re}(\varepsilon_K) &= (1.66 \pm 0.01) \times 10^{-3} \\ \text{Re}(\delta_{CPT}) &= (-0.1 \pm 9.9) \times 10^{-4} \leq 1.3 \times 10^{-3} \\ \text{Im}(\delta_{CPT}) &= (0.8 \pm 2.0) \times 10^{-5} \leq 3.4 \times 10^{-5} \\ \frac{\text{Re}b_e}{\text{Re}a_e} &= (-0.1 \pm 9.9) \times 10^{-4} \leq 1.3 \times 10^{-3} \\ \frac{\text{Re}b_\mu}{\text{Re}a_\mu} &= (-0.2 \pm 10) \times 10^{-3} \leq 1.1 \times 10^{-3} \end{aligned}$$

avec la matrice de corrélation:

	$\text{Re}(\varepsilon_K)$	$\text{Re}(\delta_{CPT})$	$\text{Im}(\delta_{CPT})$	$\text{Re}b_e/\text{Re}a_e$	$\text{Re}b_\mu/\text{Re}a_\mu$
$\text{Re}(\varepsilon_K)$	1				
$\text{Re}(\delta_{CPT})$	0.08	1			
$\text{Im}(\delta_{CPT})$	-0.03	0.06	1		
$\text{Re}b_e/\text{Re}a_e$	0.07	0.99	0.06	1	
$\text{Re}b_\mu/\text{Re}a_\mu$	0.07	0.99	0.06	0.99	1

Dans cette approche, pour déterminer le paramètre violant CPT dans les désintégrations hadroniques, nous allons utiliser les relations géométriques entre η_{+-} et les paramètres phénoménologiques, représentées sur la Figure 2. Nous en déduisons que [20]:

$$\frac{\text{Re}B_0}{\text{Re}A_0} = \text{Re}(\delta_{CPT}) - \text{Im}(\delta_{CPT}) \tan(\varphi_{SW})$$

En utilisant la mesure de CPLEAR pour Δm donnée dans la Table 1, nous obtenons:

$$\frac{\text{Re}B_0}{\text{Re}A_0} = (-0.2 \pm 9.9) \times 10^{-4} \leq 1.2 \times 10^{-3}.$$

A partir de la détermination de δ_{CPT} on peut aussi estimer la différence relative de masse $\bar{K}^0 - K^0$ et la différence de largeur. En effet, à partir de la définition de δ_{CPT} (13) il vient:

$$\begin{aligned} \frac{m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}}{m_{K^0}} &= \frac{\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta \Gamma^2}}{m_{K^0}} (-\text{Re}(\delta_{CPT}) \sin \varphi_{SW} + \text{Im}(\delta_{CPT}) \cos \varphi_{SW}) \\ \Gamma_{\bar{K}^0} - \Gamma_{K^0} &= \frac{\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta \Gamma^2}}{2} (\text{Re}(\delta_{CPT}) \cos \varphi_{SW} + \text{Im}(\delta_{CPT}) \sin \varphi_{SW}). \end{aligned}$$

En utilisant les valeurs moyennes mondiales pour la masse du K^0 et pour la largeur de désintégration Γ_L [51], ainsi que la valeur de Δm mesurée par CPLEAR, nous obtenons les limites suivantes à 90% de confiance:

$$\frac{|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|}{m_{K^0}} = (0.3 \pm 14) \times 10^{-18} \leq 18 \times 10^{-18}$$

$$|\Gamma_{\bar{K}^0} - \Gamma_{K^0}| = (0.1 \pm 15) \times 10^{-9} \leq 19 \times 10^{-9} \text{ eV}$$

Pour la première fois, les mesures supplémentaires effectuées par CPLEAR dans les désintégrations semileptoniques des kaons neutres, permettent d'isoler toutes les sources possibles de la violation de CPT, lorsque la règle $\Delta S = \Delta Q$ est exacte.

Les estimations de $\text{Re}(\delta_{\text{CPT}})$ et de $\text{Re}b_l/\text{Re}a_l$ sont dominées par les incertitudes expérimentales sur A_T et A_{CPT} . Dans un proche avenir, l'analyse de toute la statistique semileptonique permettra de réduire cette erreur par un facteur deux. La limite sur $\text{Re}(\epsilon_K)$ est dominée par l'incertitude sur $|\eta_{+-}|$ et $\text{Im}(\delta_{\text{CPT}})$ par l'incertitude sur ϕ_{+-} .

4.2 Les limites expérimentales sur les paramètres violant CPT en comparant la phase ϕ_{+-} à la phase ϕ_{SW}

Dans cette seconde approche, nous allons utiliser les relations entre les paramètres violant CPT et la différence de phase ($\phi_{+-} - \phi_{\text{SW}}$).

Dans cette évaluation nous ferons l'hypothèse que la règle $\Delta S = \Delta Q$ est valide. Nous ferons aussi l'approximation que la matrice de désintégration est saturée par l'état $(2\pi)_{I=0}$. En effet, les précisions sur les rapports de branchement du K_S et du K_L en 2π montrent que les états finals 3π et semileptoniques contribuent, en-deçà de quelques pour-mille, au module de Γ_{12} . Mais, ils introduisent, entre Γ_{12} et $A_{0\bar{A}_0}^*$, un déphasage qui joue un rôle important dans le test de CPT basé sur la mesure de l'écart angulaire ($\phi_{+-} - \phi_{\text{SW}}$) [52]. Comme nous l'avons montré dans l'appendice A, négliger les états autres que $(2\pi)_{I=0}$ dans la matrice de désintégration, revient à ajouter une erreur systématique sur ($\phi_{+-} - \phi_{\text{SW}}$). CPLEAR améliorant la mesure de $\text{Im}(x)$ et de $\text{Im}(\eta_{+-0})$, cette erreur décroît de 2.4° à 0.13° . Elle est maintenant négligeable devant l'erreur sur ϕ_{+-} (0.9°). Elle sera néanmoins prise en compte dans la détermination des paramètres violant CPT pour pouvoir comparer cette estimation avec la précédente, aux mêmes niveaux d'approximations. Pour la première fois, les précisions atteintes par CPLEAR permettent de valider expérimentalement cette approximation. En toute rigueur, il faudrait aussi évaluer l'erreur due à l'omission des états autres que $(2\pi)_{I=0}$ dans la différence ($\Gamma_{22} - \Gamma_{11}$) qui apparaît dans δ_{CPT} . Ici, nous ferons l'hypothèse qu'elle n'excède pas celle provenant de Γ_{12} .

Une détermination indirecte des paramètres violant CPT dans le mélange et dans les amplitudes de désintégration est possible en combinant la mesure de A_{CPT} avec la mesure de ϕ_{+-} , Δm et celle de l'asymétrie de charge semileptonique déterminée par ailleurs. En effet en combinant les relations (18) et (25), nous obtenons:

$$4 \frac{\text{Re}B_0}{\text{Re}A_0} + 2 \frac{\text{Re}b_e}{\text{Re}a_e} = -4|\eta_{+-}| \left(\phi_{+-} - \phi_{\text{SW}} + \frac{\phi_{00} - \phi_{+-}}{3} \right) \sin(\phi_{\text{SW}}) - A_{\text{CPT}}$$

En couplant cette relation aux expressions (17) et (20) nous construisons un système de trois équations qui dépendent de trois paramètres: $|\delta_{\text{CPT}}|$, $\text{Re}B_0/\text{Re}A_0$ et $\text{Re}b_e/\text{Re}a_e$. En injectant dans ce système les valeurs moyennes mondiales de δ_e , τ_S et $|\eta_{+-}|$ [51] ainsi que

les résultats de CPLEAR pour ϕ_{+-} , ϕ_{SW} et A_{CPT} , donnés dans la Table 1, on obtient les limites suivantes à 90% de confiance:

$$\begin{aligned} |(\delta_{CPT})_{\perp}| &= (0.5 \pm 3.2) \times 10^{-4} \leq 4.6 \times 10^{-4} \\ \frac{ReB_0}{ReA_0} &= (-0.3 \pm 4.7) \times 10^{-4} \leq 6.3 \times 10^{-4} \\ \frac{Reb_e}{Rea_e} &= (-0.4 \pm 4.7) \times 10^{-4} \leq 6.4 \times 10^{-4} \end{aligned}$$

avec la matrice de corrélation:

	$ (\delta_{CPT})_{\perp} $	ReB_0/ReA_0	Reb_e/Rea_e
$ (\delta_{CPT})_{\perp} $	1		
ReB_0/ReA_0	0.99	1	
Reb_e/Rea_e	0.98	0.99	1

Le module de $(\delta_{CPT})_{\perp}$ est un estimateur de l'écart relatif entre la masse du K^0 et celle du \bar{K}^0 :

$$\frac{|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|}{m_{K^0}} = |(\delta_{CPT})_{\perp}| \frac{\sqrt{4\Delta m^2 + \Delta \Gamma^2}}{m_{K^0}}.$$

De même ReB_0/ReA_0 est un estimateur de la différence entre la largeur de désintégration d'un K^0 et celle d'un \bar{K}^0 :

$$|\Gamma_{\bar{K}^0} - \Gamma_{K^0}| = 2|(\delta_{CPT})_{//}| \sqrt{4\Delta m^2 + \Delta \Gamma^2} = 2 \left| \frac{ReB_0}{ReA_0} \cos \phi_{SW} \right| \sqrt{4\Delta m^2 + \Delta \Gamma^2}.$$

En utilisant les valeurs moyennes mondiales pour la masse du K^0 et pour la largeur de désintégration Γ_L [51], on obtient les limites suivantes à 90% de confiance:

$$\begin{aligned} \frac{|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|}{m_{K^0}} &= (1.0 \pm 6.5) \times 10^{-18} \leq 9.4 \times 10^{-18} \\ |\Gamma_{\bar{K}^0} - \Gamma_{K^0}| &= (0.5 \pm 6.9) \times 10^{-9} \leq 9.3 \times 10^{-9} \text{ eV} \end{aligned}$$

Les déterminations de $|(\delta_{CPT})_{\perp}|$, ReB_0/ReA_0 , Reb_e/Rea_e sont dominées par l'incertitude expérimentale sur la mesure de A_{CPT} . Il en va de même pour la différence de masse relative $\bar{K}^0 - K^0$ et la différence de largeur. Dans un proche avenir, l'ensemble de la statistique accumulée, par CPLEAR, dans les désintégrations semileptoniques permettra de gagner un facteur deux.

Les limites obtenues sur les paramètres violant CPT dans la matrice de masse et dans les amplitudes de désintégration, montrent que la méthode basée sur l'écart angulaire ($\phi_{+-} - \phi_{SW}$) est plus performante. En effet, ces limites sont deux fois meilleures que celles calculées à partir de la relation de Bell et Steinberger. Il faut aussi remarquer que dans ces deux approches, la détermination de δ_{CPT} est fortement corrélée aux paramètres violant CPT dans les amplitudes de désintégration.

Comme dans la mesure précédente, il n'y a pas d'évidence de la violation de CPT dans les amplitudes de désintégration, nous négligeons cette source. Cette approximation réduit de beaucoup le nombre de paramètres, la violation de CPT ne venant alors que de la matrice de masse.

En prenant pour $|\eta_{+-}|$ et τ_S les valeurs moyennes mondiales [51] et en injectant dans l'équation (11) les valeurs de ϕ_{+-} et ϕ_{SW} déterminées par CPLEAR, données dans la Table 1, nous obtenons:

$$|(\delta_{CPT})_{\perp}| = (2.6 \pm 3.8) \times 10^{-5} \leq 7.4 \times 10^{-5}.$$

Ce qui permet d'établir la limite à 90% de confiance sur l'écart relatif entre la masse du K^0 et celle du \bar{K}^0 :

$$\frac{|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|}{m_{K^0}} = (5.3 \pm 8.2) \times 10^{-19} \leq 1.6 \times 10^{-18}.$$

On améliore cette limite en calculant les valeurs moyennes mondiales de Δm et ϕ_{+-} , en suivant la méthode décrite dans la référence [47]. Elles sont déterminées à partir des mesures de Δm et de ϕ_{+-} sélectionnées par le PDG'94 [22] auxquelles nous ajoutons les mesures récentes de Δm et ϕ_{+-} effectuées par E731, E773 et CPLEAR. Les valeurs moyennes de Δm et ϕ_{+-} sont obtenues en ajustant simultanément ces deux quantités et en tenant compte, pour chaque expérience, de la corrélation entre ces deux mesures. Nous obtenons les valeurs moyennes suivantes:

$$\Delta m = (530.14 \pm 1.1) \times 10^7 \bar{h}s^{-1}$$

$$\phi_{+-} = (43.6 \pm 0.6)^\circ$$

$$\phi_{SW} = (43.48 \pm 0.07)^\circ$$

L'accord excellent qui apparaît entre ϕ_{+-} et ϕ_{SW} se traduit par la limite sur la différence de masse $K^0 - \bar{K}^0$ (12):

$$\frac{|m_{\bar{K}^0} - m_{K^0}|}{m_{K^0}} = (0.1 \pm 5.2) \times 10^{-19} \leq 7 \times 10^{-19}$$

Ce record est actuellement limité par la précision de mesure sur ϕ_{+-} .

4.3 Test de l'invariance de CPT et du formalisme de la mécanique quantique

Pour déterminer les paramètres α , β et γ , définis dans la section 2.3.3, nous ajustons simultanément les asymétries modifiées A_{+-} et $A_{\Delta m}$ [36] sur un tiers des données $\pi^+\pi^-$ et $\pi\nu$. Pour améliorer la précision finale, nous avons utilisées les contraintes suivantes:

$$|\eta_{+-}|^2 = |\epsilon_K|^2 + \frac{\gamma}{\Delta\Gamma} + \frac{4\beta}{|\Delta\Gamma|} |\epsilon_K| \sin \phi_{SW} - \frac{4\beta^2}{|\Delta\Gamma|^2} (\cos \phi_{SW})^2$$

$$\delta_I = 2|\epsilon_K| \cos \phi_{SW} - 2\frac{\beta}{\Delta\Gamma} \sin 2\phi_{SW}$$

En laissant varier librement α , β , γ , Δm , ϵ_K , en fixant $|\eta_{+-}| = (2.30 \pm 0.035) \times 10^{-3}$ [50] et en prenant pour l'asymétrie de charge semileptonique la valeur moyenne mondiale [51], nous obtenons [53]:

$$\alpha = (-0.5 \pm 2.8(\text{stat})) \times 10^{-17} \text{ GeV}$$

$$\beta = (2.5 \pm 2.3(\text{stat})) \times 10^{-19} \text{ GeV}$$

$$\gamma = (1.1 \pm 2.5(\text{stat})) \times 10^{-21} \text{ GeV}$$

$$|\varepsilon_K| = (2.32 \pm 0.06(\text{stat})) \times 10^{-3}$$

$$\Delta m = (526.3 \pm 3.5(\text{stat})) \times 10^7 \hbar s^{-1}$$

En tenant compte des erreurs systématiques dues aux incertitudes dans l'estimation du bruit de fond, dans la correction de la régénération, et de la corrélation entre les paramètres ajustés, nous obtenons les limites suivantes à 90% de confiance [53]:

$$\alpha < 4.0 \times 10^{-17} \text{ GeV}, |\beta| < 2.3 \times 10^{-19} \text{ GeV}, \gamma < 3.7 \times 10^{-21} \text{ GeV}$$

Ces limites expérimentales flirtent avec l'amplitude maximum prédite. Néanmoins, les précisions remarquables atteintes ne permettent pas de mettre en évidence cette origine de la violation de CPT. Elles excluent cependant ce mécanisme comme la source de la violation de CP.

5. Conclusions et perspectives

CPLEAR est une expérience qui utilise une méthode originale pour mesurer l'ensemble des paramètres qui décrivent la violation de CP, T et CPT dans le système $K^0-\bar{K}^0$. Les précisions atteintes dans les mesures de ϕ_{+-} , Δm , $\text{Im}(x)$, $\text{Im}(\eta_{+-0})$ et A_{CPT} ont permis de franchir une étape dans la connaissance de la symétrie CPT, en permettant de séparer les paramètres violant CPT dans la matrice de masse, de ceux violant CPT dans les amplitudes de désintégration. La sensibilité de cette expérience à l'évolution temporelle du système $K^0-\bar{K}^0$ a permis d'accéder aux paramètres violant CPT en dehors du formalisme de la mécanique quantique. L'ensemble de ces mesures métrologiques, résumées dans la Table 2, ne mettent pas en évidence la violation de CPT. Elles confortent donc notre schéma standard dans lequel le système \bar{K}^0-K^0 est invariant par la symétrie CPT, et où la violation de CP est essentiellement due au mélange.

	Cas général ($\Delta S = \Delta Q$)		Pas de violation de CPT dans les amplitudes de désintégrations	
	Bell-Steinberger	($\phi_{+-} - \phi_{\text{SW}}$)	($\phi_{+-} - \phi_{\text{SW}}$)	A_{+-} & $A_{\Delta m}$
$\text{Re}(\epsilon_K) [10^{-4}]$	16.6 ± 0.1	16.6 ± 0.1	16.6 ± 0.1	
$\text{Re}(\delta_{\text{CPT}}) [10^{-4}]$	≤ 13	≤ 5.5	≤ 0.2	
$\text{Im}(\delta_{\text{CPT}}) [10^{-4}]$	≤ 0.3	≤ 0.2	≤ 0.2	
$\text{Re}B_0/\text{Re}A_0 [10^{-4}]$	≤ 13	≤ 6.3	–	
$\text{Re}b_e/\text{Re}a_e [10^{-4}]$	≤ 13	≤ 6.4	–	
$\text{Re}b_\mu/\text{Re}a_\mu [10^{-4}]$	≤ 11	–	–	
$\frac{ m_{\bar{K}^0} - m_{K^0} }{m_{K^0}} [10^{-18}]$	≤ 18	≤ 9	≤ 0.7	
$ \Gamma_{\bar{K}^0} - \Gamma_{K^0} [10^{-9} \text{ eV}]$	≤ 19	≤ 9	–	≤ 40 ≤ 0.2 ≤ 0.004
$\alpha [10^{-9} \text{ eV}]$				
$ \beta [10^{-9} \text{ eV}]$				
$\gamma [10^{-9} \text{ eV}]$				

Table 2: Limites à 90% de confiance sur les paramètres violant CP et CPT dans le système des kaons neutres

La prochaine étape dans l'étude de la symétrie CPT pourra être atteinte par la collaboration KLOE. Cette expérience KLOE sera installée à Frascati auprès de l'usine à ϕ , DAΦNE. L'étude, en fonction du temps, de la désintégration cohérente du ϕ en une paire $K_S K_L$, permettra de construire des doubles asymétries qui seront sensibles à tous les paramètres phénoménologiques du système $K^0-\bar{K}^0$. L'ensemble de ces mesures devraient permettre de déterminer les paramètres violant CPT en se basant uniquement sur les

données expérimentales. La mesure de l'asymétrie de charge semileptonique dans les désintégrations du K_S , permettra à cette collaboration d'accéder aux paramètres violant CPT liés aux transitions $\Delta S = -\Delta Q$. Les limites actuellement estimées à partir de leurs erreurs statistiques, pour une luminosité de $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ intégrée sur une année, seraient au niveau de 5×10^{-4} . DAΦNE devait donner ses premiers faisceaux début 1997 et KLOE démarrer un an plus tard. A l'horizon de l'an 2000, on peut donc espérer une amélioration sur les paramètres violant CPT de l'ordre de 20%.

Sur une même échelle de temps, les expériences plus classiques KTeV à Fermilab et NA48 au CERN, qui cherchent à mesurer ϵ'/ϵ avec une précision de 10^{-4} , devraient améliorer de façon significative la mesure de ϕ_{+-} et Δm , les composantes fondamentales de ce test indirect de CPT.

Appendice A

Dans cet appendice, nous allons estimer l'erreur sur l'écart angulaire ($\varphi_{+-} - \varphi_{SW}$) qui vient de la limitation de la somme intervenant dans l'élément de matrice Γ_{12} (1) au seul état $(2\pi)_{I=0}$. Dans cette détermination, CPT est uniquement violé dans la matrice de masse.

Un moyen pour le faire est de déterminer les états propres du système $K^0 - \bar{K}^0$ en ajoutant la condition supplémentaire

$$\arg(\Gamma_{12}) - \arg(M_{12}) = n\pi - \delta\varphi, \text{ avec } \delta\varphi \ll 1 \text{ [55].}$$

Celle-ci autorise la violation de CP qui est alors décrite comme une petite déviation par rapport à la condition d'invariance (2).

Les expressions des états propres K_S et K_L (7), η_{+-} (9) et η_{00} (10) sont similaires à celles déjà obtenues, si on utilise les transformations suivantes:

$$\begin{aligned} |\bar{K}^0\rangle &\rightarrow \exp(-i \arg(\Gamma_{12})) |\bar{K}^0\rangle \\ \varepsilon_K &\rightarrow \varepsilon_T = 2 \frac{(|\Lambda_{12}|^2 - |\Lambda_{12}|^2)}{\Delta\Gamma \sqrt{4\Delta m^2 + \Delta\Gamma^2}} \exp(i\varphi_{SW}) \\ \varepsilon_{CP} &\rightarrow \varepsilon_T + i\Delta\varphi \\ \varepsilon' &\rightarrow \text{Im}\left(\frac{A_2}{A_0}\right) \exp\left(i\left(\delta_2 - \delta_0 + \frac{\pi}{2}\right)\right) \end{aligned}$$

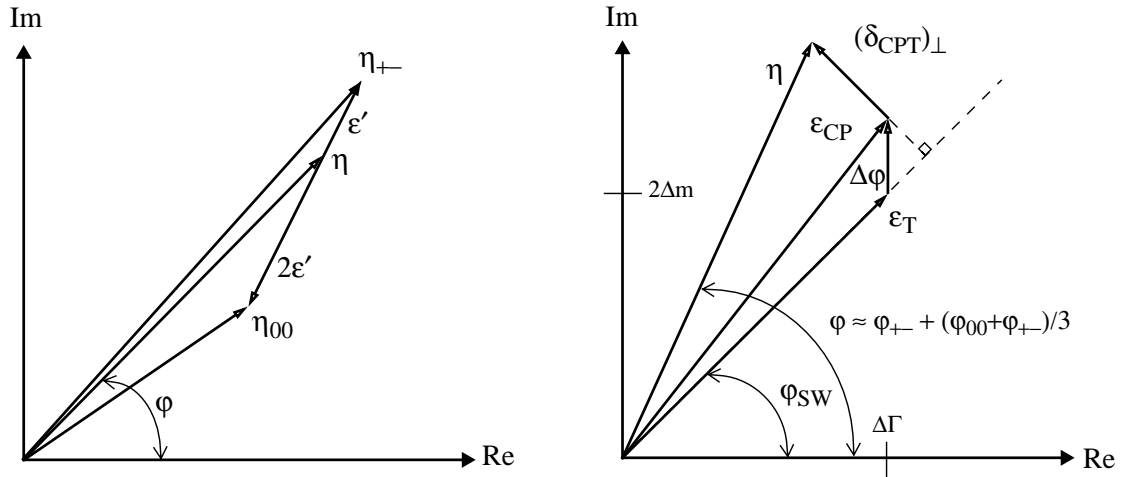


Figure 10: Représentation graphique des relations entre les observables physiques, et les paramètres violant CP et CPT dans les désintégrations des kaons neutres en 2π . Ici CPT est uniquement violé dans la matrice de masse.

Comme le montre la Figure 10, la composante ε_{CP} violant CP dans le mélange se décompose maintenant en une composante ε_T violant T et d'une contribution $\Delta\varphi = [\arg(\Gamma_{12}) - \arg(A_0^* A_0)]/2$, due à tous les états finals autre que $(2\pi)_{I=0}$. L'approximation qui limite la somme de l'élément de matrice Γ_{12} au seul état $(2\pi)_{I=0}$, équivaut à négliger la contribution $\Delta\varphi$ dans l'expression de η_{+-} .

Le contrôle de cette approximation est essentiel dans la mesure des paramètres violant CPT, car négliger $\Delta\varphi$ revient à ajouter une erreur systématique

$$\sigma_{\text{syst}} \approx \frac{\Delta\phi \cos(\phi_{\text{SW}})}{|\eta_{+-}|},$$

sur la mesure de l'écart angulaire $\phi_{+-} - \phi_{\text{SW}}$. En se basant sur toutes les désintégrations de kaons neutres observées on peut estimer $\Delta\phi$ de la façon suivante [55]:

$$\Delta\phi \approx \frac{\Gamma_L}{\Gamma_S} \left\{ B(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) \text{Im}(\eta_{+-0}) + B(K_L \rightarrow 3\pi^0) \text{Im}(\eta_{000}) \right. \\ \left. - 4\text{Im}(x) [B(K_L \rightarrow \pi^-e^+\nu_e) + B(K_L \rightarrow \pi^-\mu^+\nu_\mu)] \right\}.$$

En négligeant la violation direct de CP, cette erreur se calcule à partir des rapports de branchement et des largeurs de désintégration compilés par le “Particle Data Group”, ainsi que leurs valeurs de $\text{Im}(x)$ et $\text{Im}(\eta_{+-0})$ ou celles mesurées par CPLEAR. Nous avons obtenu:

	PDG 1994 [22]	CPLEAR 1996
$\Delta\phi$	$(0.2 \pm 1.3) \times 10^{-4}$	$(-2 \pm 7) \times 10^{-6}$
$\sigma_{\text{syst}} [^\circ]$	0.5 ± 2.4	-0.04 ± 0.13
$\phi_{+-} [^\circ]$	44.3 ± 0.8	42.8 ± 0.9

En 1994, le test expérimental de l'invariance de CPT, basé sur la différence angulaire $(\phi_{+-} - \phi_{\text{SW}})$, n'est pas dominé par l'erreur de mesure sur ϕ_{+-} ou sur ϕ_{SW} , mais par les incertitudes, dues à l'omission des contributions des états 3π et semileptoniques à la violation de CP dans les désintégrations du K_L en 2π . Les mesures récentes de CPLEAR effectuées dans les canaux de désintégrations du K^0 en 3π et semileptoniques améliorent grandement la situation. En effet, on peut oublier la contribution de ces états, car l'erreur introduite par cette approximation est négligeable devant l'erreur de mesure de ϕ_{+-} .

Références

- [1] J. Schwinger, Phys. Rev. 82 (1951) 914,
G. Lüders, Dansk. Mat. Fys. Medd. 28 (1954) 1
W. Pauli, Niels Bohr and the development of Physics, Ed. W. Pauli, L. Rosenfeld and
W. Weisskopf, Mc Graw Hill, New-York (1955)
R. Jost, Helv. Phys. Acta 31 (1958) 263
- [2] J.H Christenson et al., Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 138
- [3] S.W. Hawking, Commun. Math. Phys. 43 (1975) 199, *ibid.* 87 (1982) 395,
J. Bekenstein, Phys. Rev. D12 (1975) 3077
- [4] J. Ellis et al., Nucl. Phys. B241 (1984) 381
- [5] J.S. Bell et J. Steinberger, Proc. Oxford Int. Conf. on elementary particles (1965) 195
- [6] T.D. Lee et C.S. Wu, Annu. Rev. Nucl. Sci. 11 (1966) 511
- [7] L. Wolfenstein, Nuovo Cim. A42 (1966) 17, *ibid.* A63 (1969) 269
- [8] K.R. Schubert et al., Phys. Lett. B31 (1970) 662
- [9] G.V Dass et P.K. Kabir, Proc. R. Soc. Lond. A325 (1971) 101, *ibid.* A330 (1972) 331
- [10] R.G. Sachs, Progr. Theor. Phys. 54 (1975) 809
- [11] J.W. Cronin, Rev. Mod. Phys. 53 (1981) 373
- [12] V.V. Barmin et al., Nucl. Phys. B247 (1984) 293, *erratum ibid.* B254 (1985) 747
- [13] N.W Tanner et R.H. Dalitz, Ann. Phys. 171 (1986) 463
- [14] R. Carosi et al., Phys. Lett. B237 (1990) 303
- [15] C.D Buchanan et al., Phys. Rev. D45 (1992) 4088
C.O Dib et al., *ibid.* D46 (1992) 2265
- [16] G.B Thomson et Y. Zou, Phys. Rev. D51 (1995) 1412
- [17] B. Schwingerheuer et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 4376
- [18] L. Maiani, The second Daφne physics handbook, Ed. L. Maiani, G. Panchieri et N.
Paver (1995) 3
- [19] K. Kojima et al., Progr. Theor. Phys. 95 (1996) 913
- [20] P. Pavlopoulos, CPLEAR Collaboration, CERN preprint, CERN-PPE/96-189
- [21] L. Lavoura, Ann. Phys. 207 (1991) 428
- [22] Particle Data Group, Phys. Rev. D50 (1994)
- [23] V.F. Weisskopf et E.P. Wigner, Z. Phys. 63 (1930) 54, *ibid.* 65 (1930) 18
- [24] T.J. Devlin et J.O. Dickey, Rev. Mod. Phys. 51 (1979) 237
- [25] G.D. Barr et al., Phys. Lett. B 347 (1993) 233
- [26] L.K. Gibbons et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1203
- [27] E. Chell et M.G. Olsson, Phys. Rev. D48 (1993) 4076
- [28] P. Huet et M.E. Peskin, Nucl. Phys. B434 (1995) 3
- [29] D.N. Page, Gen. Rel. Grav. 14 (1982) 299
L. Alvarez-Gauné and C. Gomez, Commun. Math. Phys. 89 (1983) 23
- [30] T.T. Wu et C.N. Yang, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 380
- [31] C.O. Dib et B. Guberina, Phys. Lett. B255 (1991) 113
- [32] KLOE Collaboration, Proc. High energy physics, 2 (1993) 1885
- [33] Par exemple A. Messiah, Mécanique Quantique, Edition DUNOD (1995) 279
- [34] J. Ellis et al., Phys. Lett. B293 (1992) 142
- [35] J. Ellis et al., Phys. Lett. B293 (1992) 37
- [36] J. Ellis et al., Phys. Rev. D53 (1996) 3846
- [37] E. Gabathuler et P. Pavlopoulos, Proc. Work. Phys. at LEAR, Erice 1982, (1984) 747
- [38] L.M Sehgal et L. Wolfenstein, Phys. Rev. 162 (1967) 1362
B.R. Martin et E. de Rafael, Nucl. Phys. B8 (1968) 131

- [39] P.K. Kabir, Phys. Rev. D2 (1970) 540
P.K. Kabir, The CP Puzzle, Academic Press, New York (1968)
- [40] R. Adler et al., Nucl. Instr. and Meth. in Physics research A379 (1996) 76
- [41] R. Adler et al., Phys. Lett. B363 (1995) 243
- [42] R. Adler et al., Phys. Lett. B363 (1995) 237
- [43] R. Adler et al., Z. Phys. C70 (1996) 211
- [44] R. Adler et al., Phys. Lett. B370 (1996) 176
- [45] R. Adler et al., Phys. Lett. B374 (1996) 313
- [46] P.H. Eberhard et al. Nucl. Instrum. Methods, Phys. Res. A350 (1994) 144
- [47] R. Adler et al., Phys. Lett. B369 (1996) 367
- [48] V.V. Barmin et al., Nuovo Cim. A85 (1985) 67
- [49] M. Metcalf et al., Phys. Lett. B40 (1972) 703
- [50] C. Geweniger et al., Phys. Lett. B48 (1974) 487
- [51] Particle Data Group, Phys. Rev. D54 (1996)
- [52] L. Lavoura, Mod. Phys. Lett. A7 (1992) 1367
- [53] R. Adler et al., Phys. Lett. B364 (1995) 239
- [54] G. D'Ambrosio et al., The second Daφne physics handbook, Ed. L. Maiani, G. Panchieri et N. Paver (1995) 63
- [55] T. Nakada, XVI Lepton/Photon Symposium, AIP Conf. Proc. 302 (1994) 425